

**Anwendungen eines stromstarken
Lithiuminjektors in der Plasmadiagnostik
zur Verunreinigungsspektroskopie und Magnetfeldmessung**

DISSERTATION

zur

**Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum**

von

Peter Leismann

aus

Essen

Bochum 1987

**Anwendungen eines stromstarken
Lithiuminjektors in der Plasmadiagnostik
zur Verunreinigungsspektroskopie und Magnetfeldmessung**

DISSERTATION

zur

**Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum**

von

Peter Leismann

aus

Essen

Bochum 1987

Anwendungen einer bestimmten
Lithiumchlorid in der Pharmazie
zur Vermeidung von Nebenwirkungen

DIPLOMAT

Zur

Erreichung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Prof. Dr. H. Hintz

Dissertation eingereicht am: 22.10.1987

Tag der mündlichen Prüfung: 9.12.1987

Referent: Prof. Dr. H.-J. Kunze

Korreferent: Prof. Dr. E. Hintz

Inhaltsverzeichnis

I.	Einleitung	1
II.	Beschreibung des Lithiuminjektors	
II.1.	Anforderungen an die Ionenquelle	6
II.2.	Die Ionenquelle HORDIS	
II.2.1	Prinzipieller Aufbau	7
II.2.2	Der Ofen	8
II.2.3	Die Entladungskammer	9
II.2.4	Das Extraktionssystem	11
II.2.5	Modulation des Ionenstrahls	14
II.3.	Neutralisation des Ionenstrahls	16
II.4.	Betriebsdaten des Lithiuminjektors	18
II.5.	Optimierung des Injektors	19
III.	Magnetfeldmessung durch den translatorischen Stark-Effekt	
III.1.	Einführung	22
III.2.	Meßmethode	24
III.3.	Berechnung der Verschiebung der Energieniveaus	25
III.4.	Experimenteller Aufbau	30
III.5.	Meßergebnisse	33
III.6.	Diskussion	37
IV.	Nachweis von C^{5+} durch Umladungsspektroskopie mit Lithiumatomen	
IV.1.	Problemstellung	39
IV.2.	Meßmethode	44
IV.3.	Experimenteller Aufbau	
IV.3.1	TEXTOR	49
IV.3.2	Installation des Lithiuminjektors	50
IV.3.3	Beobachtungssystem	52
IV.4.	Auswertung	
IV.4.1	Apparatefunktion	55

IV.4.2	Verschmierung der Li-Emission	57
IV.4.3	Bestimmung der Verunreinigungskonzentration aus dem Signalverhältnis	59
IV.4.4	Berücksichtigung des Ladungsaustauschs aus dem angeregten Niveau	62
IV.4.5	Rohdaten	66
IV.4.6	C^{5+} -Konzentration	68
IV.5	Diskussion	72
V.	Analyse der Untergrundstrahlung	
V.1.	Ursprung der Untergrundstrahlung	74
V.2.	Kontinuumsstrahlung	
V.2.1	Zusammensetzung	74
V.2.2	Beitrag der Bremsstrahlung	76
V.3.	Beiträge durch Linienstrahlung	79
V.4.	Diskussion	82
VI.	Zusammenfassung	85
	Literaturverzeichnis	88

I. Einleitung

Die Wechselwirkungsprozesse kollimierter, energiereicher Teilchenstrahlen mit einem Plasma bieten die Möglichkeit, zahlreiche Plasmaparameter lokal zu messen. Mit der Eigenschaft energiereich werden hierbei nicht-thermisch erzeugte Strahlen bezeichnet. Durch die zwischen den von außen ins Plasma injizierten Atomen oder Ionen und den Plasmateilchen bzw. -feldern stattfindenden Reaktionen lassen sich Elektronen- und Ionentemperaturen und -dichten, Verunreinigungskonzentrationen, Stärken elektrischer und magnetischer Felder oder das Plasmapotential feststellen. Dazu werden allerdings zum Teil verschiedene Diagnostikmethoden und auch unterschiedliche Elemente der injizierten Teilchen benötigt. Eine Übersicht der prinzipiell in Frage kommenden Teilchensorten und der anzuwendenden Diagnostiken ist von Kislyakov und Krupnik zusammengestellt worden /1/. Aktuelle Anwendungen auf dem Gebiet der Diagnostik von Hochtemperaturplasmen mit Teilchenstrahlen sind in den Berichten einer Konferenz über Plasmadiagnostik dargestellt /2/.

Da es sich bei dieser Art der Plasmadiagnostik um eine aktive Methode handelt, sind direkt räumlich aufgelöste Messungen möglich, im Gegensatz zu solchen Methoden, die linienintegrierte Ergebnisse liefern. Die Wechselwirkungsreaktionen erfolgen bei definierten energetischen Verhältnissen, die durch die vorgegebene Geschwindigkeit der ins Plasma eingestrahlteten Teilchen festgelegt werden.

Unter den als Teilchenstrahlen verwendbaren Elementen zeichnet sich das Lithiumatom durch besonders günstige Eigenschaften aus. Die Wirkungsquerschnitte der für die Diagnostik wichtigsten Prozesse sind relativ groß, und mit ähnlichen Methoden lassen sich verschiedene Plasmaparameter bestimmen.

Die Anzahl dieser Plasmagrößen kann durch Anwendung der Laser-induzierten Fluoreszenz noch erhöht werden /3/.

Ein weiterer Vorteil der Li-Strahldiagnostik liegt darin, daß viele Messungen auf der Detektion der von angeregten Lithiumatomen emittierten Strahlung beruhen. Dieses Licht kann, da man es üblicherweise mit Wasserstoff- oder Heliumplasmen zu tun hat, nur von den injizierten Li-Atomen stammen, d.h. nur aus dem durch Strahl- und Beobachtungsrichtung definierten Volumen. Bei Benutzung von Wasserstoffstrahlen in Wasserstoffplasmen würde auch Linienstrahlung von H-Atomen beobachtet, die in anderen als den vom Strahl durchsetzten Gebieten induziert wird. Die Reaktionen, die dieses Licht hervorrufen, sind die gleichen, die auch mit den Strahl-Atomen stattfinden. Dementsprechend erfolgt die Emission bei derselben Wellenlänge und erhöht den Anteil des Untergrundlichts.

Die Verwendung eines Strahls, der aus Teilchen einer anderen Sorte besteht als es die Plasmateilchen sind, verunreinigt allerdings das Plasma. Dies führt u.a. zu einem unerwünschten Energieverlust durch elektromagnetische Strahlung der Verunreinigungen. Die Zusammensetzung des Plasmas aus Ionen verschiedener Sorten wird durch eine effektive Ladungszahl Z_{eff} des Plasmas beschrieben,

$$Z_{\text{eff}} = \sum_i n_i Z_i^2 / \sum_i n_i Z_i = \sum_i n_i Z_i^2 / n_e$$

Z_i = Kernladungszahl des Ions der Sorte i

n_i = Dichte der Ionensorte i

n_e = Elektronendichte.

Wegen der geringen Ladungszahl des Lithiums ($Z=3$) ist der Einfluß eines Lithium-Diagnostikstrahls auf die Verunreinigung des Plasmas sehr gering: Bei einem injizierten äquivalenten Neutralteilchenstrom von 10 mA (wie er von dem hier

benutzten Injektor erreicht wird) in ein Volumen von $7,5 \text{ m}^3$ (TEXTOR) für einen Zeitraum von 2 s würde Z_{eff} bei einer Elektronendichte von $3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ nur um $5 \cdot 10^{-3}$ steigen.

Trotz dieser Vorteile des Lithiums haben Wasserstoffstrahlen bisher die größte Anwendung erlangt. Die Ursache ist darin zu sehen, daß H-Strahlen seit langem schon mit genügend hoher Stromstärke und Energie zur Verfügung stehen und zur Plasmaheizung verwendet werden. Dies ist für Lithium nicht der Fall. Darauf wird in einem späteren Abschnitt dieses Kapitels noch näher eingegangen.

Die großen Wirkungsquerschnitte, die Lithium zu einem herausragenden Element für Diagnostikzwecke machen, führen gleichzeitig dazu, daß ein Li-Strahl im Plasma sehr stark abgeschwächt wird. Sobald ein Li-Atom ionisiert ist, wird es von dem zum Plasmaeinschluß angelegten Magnetfeld aus dem Strahl abgelenkt. Deshalb sind Li-Strahlen besonders zur (erweiterten) Randschichtdiagnostik großer Plasmamaschinen, wie zum Beispiel von Tokamakplasmen, geeignet. Durch Vorgabe der Energie der injizierten Atome kann über die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte in gewissem Rahmen auf die Eindringtiefe Einfluß genommen werden.

Die Abschwächung des Li-Strahls ist nicht als Nachteil dieser Diagnostikmethode anzusehen, da gerade die Prozesse der Plasmawandwechselwirkung und die Vorgänge in der Randschicht solcher Plasmen noch nicht genügend verstanden sind. Vielmehr erlauben die großen Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkungsprozesse, die Lithiumstrahl-aktivierte Plasmadiagnostik als hervorragende Methode im äußeren Bereich des Plasmas anzuwenden. Zu diesem Zweck wurde auch der Einsatz des in dieser Arbeit benutzten Li-Injektors geplant.

Die erforderliche Stromdichte des Strahls ist von der ge-

wünschten Information abhängig. Beobachtet man die nach Elektronenstoßanregung emittierte Li-Resonanzstrahlung, genügt eine deutlich geringere Stromdichte als im Fall der Verunreinigungsspektroskopie durch Ladungsaustausch (vgl. Kap. IV). Lithiumquellen, die die für derartige Anwendungen erforderlichen Stromstärken liefern, stehen noch nicht lange zur Verfügung.

Bisher wurden neben durch Laserablation erzeugten Strahlen mit Energien im Bereich einiger Elektronenvolt /4,5,6/ Lithiumquellen benutzt, die mit einem Aluminium-Silikat des Lithiums, dem sogenannten β -Eukryptit ($\text{Li}_2\text{O Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$) /7,8,9/ arbeiten. Diese Verbindung emittiert bei Erhitzung Lithiumionen, die durch geeignete Beschleunigungssysteme als Ionenstrahl extrahiert und anschließend neutralisiert werden. Derartige Li-Injektoren werden an verschiedenen Experimenten zur Diagnostik der Plasmarandschicht eingesetzt /10,11,12/. Die erreichbaren Stromstärken solcher Teilchenquellen sind aber auf ca. 1 mA begrenzt. Die möglichen Anwendungen sind dementsprechend eingeschränkt.

In letzter Zeit wurden auch Lithiumionenquellen entwickelt, die auf dem Prinzip einer Plasmaquelle beruhen. Die Li-Ionen werden hierbei in einer Plasmaentladung erzeugt und können dann durch an großflächige Extraktionsöffnungen angelegte elektrische Felder herausgezogen und beschleunigt werden. Damit sind deutlich höhere Stromdichten erreichbar /13,14,15/. Eine Quelle dieses Typs wurde in dem für diese Arbeit benutzten Injektor eingesetzt. Der Lithiuminjektor wird in Kapitel II näher beschrieben.

Da der Injektor eines der ersten gefertigten Exemplare der Ionenquelle enthielt, und da deshalb noch keinerlei Betriebserfahrung vorlag, mußte vor der Inbetriebnahme am Tokamak TEXTOR ein Test der Anlage vorgenommen werden, der die Spezi-

fikationen des Injektors feststellen und eventuell notwendige Änderungen für einen zufriedenstellenden Betrieb an TEXTOR aufzeigen sollte. Diese Untersuchungen wurden am Institut für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt, wo auch die Methode der Magnetfeldmessung durch den translatorischen Stark-Effekt unter Benutzung dieses Li-Injektors demonstriert wurde. Darüber wird in Kapitel III berichtet.

Anschließend wurde die Anlage am Tokamak TEXTOR der Kernforschungsanlage Jülich installiert. Dort wurden erstmals teilweise ionisierte Verunreinigungen im Plasma durch Lithiumstrahl-aktivierte Umladungsspektroskopie nachgewiesen. Die Ergebnisse dieses Teils der Arbeit werden in Kapitel IV vorgestellt und diskutiert.

Im fünften Kapitel wird die Zusammensetzung der an TEXTOR auftretenden Untergrundstrahlung bestimmt und eine Abschätzung der für Messungen an anderen Verunreinigungsionen erforderlichen Li-Stromdichte gegeben. Schließlich werden im Rahmen einer Zusammenfassung die wichtigsten Resultate dieser Arbeit kurz dargestellt.



II. Beschreibung des Lithiuminjektors

II.1. Anforderungen an die Ionenquelle

Die zur Durchführung dieser Arbeit aufgebaute Anlage zur Erzeugung eines energiereichen, stromstarken Lithiumatomstrahls umfaßt folgende Komponenten, die zum Teil in den folgenden Abschnitten näher beschrieben werden:

- Ionenquelle
- Extraktions-/Beschleunigungssystem
- Analysiermagnet (nur bei Messungen an TEXTOR)
- Neutralisationszelle
- Ablenkmagnet für Ionen
- Ionensumpf mit Möglichkeit zur Strommessung
- Faradaybecher
- Vakuumsystem

Die Stromdichte des für die Injektion zur Verfügung stehenden neutralen Lithiums wird im wesentlichen bestimmt durch den extrahierbaren Ionenstrom, die Qualität der Extraktion und die Effizienz der Neutralisation der Ionen. Aufgrund der geplanten Anwendungen als Diagnostikstrahl in der Tokamak-Randschicht mußten bei dieser Anlage gegenüber bisher verfügbaren Lithiumquellen höhere Stromstärken an neutralem Lithium erreicht werden. Abschätzungen für die Diagnostik an Verunreinigungsionen ließen eine äquivalente Neutralteilchenstromdichte von 5 mA/cm^2 erforderlich scheinen /16/. Da die Extraktionsöffnung der Ionenquelle nicht beliebig klein gemacht werden kann und außerdem Verluste durch auf Blendenteile treffende Teilchen sowie bei der Neutralisation der Ionen unvermeidbar sind, folgte aus dieser Forderung, daß Injektoren, deren Ionenquelle mit einem thermischen Emitter arbeitet, für unsere Zwecke ausscheiden. Es mußte eine Quelle benutzt werden, deren extrahierbarer Ionenstrom 100 mA erreicht. Damit

befindet man sich im Gebiet der sogenannten Hochstrom-Ionenquellen.

Bisher standen hauptsächlich Hochstrom-Ionenquellen für Gase und Quecksilber zur Verfügung /17/. Durch das Interesse an der Neutralteilchenheizung fusionsorientierter Plasmen und an der Materialbearbeitung durch Ionenstrahlen wurde die Entwicklung auf dem Gebiet leistungsstarker Ionenquellen weitergetrieben /18/. Da andererseits Quellen für Schwerionen Anwendungen gefordert wurden (u.a. im Hinblick auf die Trägheitsfusion) /19/, waren auch im Bereich der Hochstrom-Ionenquellen für Metalle Fortschritte zu verzeichnen.

Eine Quelle für derartige Elemente wurde von der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, Darmstadt, als Weiterführung der nur für Gase benutzbaren Hochstrom-Ionenquelle ELSIRE entwickelt /20/. Je nach geplanter Anwendung und benutztem Element bleiben allerdings diverse Einzelheiten zu verbessern /21/; dies gilt insbesondere bei Verwendung leichter Elemente, da die Hauptanwendung dieser Quelle bei der GSI auf dem Gebiet der schweren Ionen liegt und sie deshalb nicht für die Benutzung leichter Metalle wie z.B. Lithium optimiert war. Eines der ersten Exemplare dieser, HORDIS genannten Ionenquelle wurde in dem für diese Arbeit benutzten Injektor eingesetzt.

II.2. Die Ionenquelle HORDIS

II.2.1 Prinzipieller Aufbau

Bei dieser Anlage handelt es sich um eine Plasmaionenquelle mit heißer Kathode, die zur Verarbeitung gasförmiger sowie nicht flüchtiger Elemente geeignet ist. Für die Verwendung

fester Materialien, wie z.B. Lithium, ist die Quelle mit einem Ofen ausgerüstet, in dem diese Elemente verdampft werden können. An festen Elementen können diejenigen verwendet werden, deren Dampfdruck bei einer Temperatur von ca. 1200 °C größer als etwa 2 hPa ist /17/. Damit sind die meisten Elemente einsetzbar, für die übrigen müßte der Ofen verändert werden.

In einer Entladungskammer werden die Atome ionisiert; anschließend können die Ionen mit Hilfe eines Extraktionssystems aus dem Plasma gezogen und beschleunigt werden. Diese drei Einheiten (Ofen, Entladungskammer, Extraktionssystem) bilden die Hauptkomponenten der Ionenquelle (s. Abb. II.1).

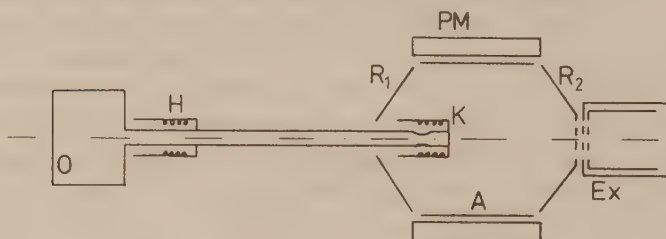


Abb. II.1: Schematische Darstellung der Ionenquelle.
O = Ofen; H = Heizdraht; K = Glühkathode;
R1, R2 = Reflektoren; A = Anode; PM = Permanentmagnete; Ex = Extraktionssystem

II.2.2 Der Ofen

Der Ofen dient zum Aufheizen und Verdampfen von unter Normalbedingungen festen Elementen. Er ist aus Molybdän gefertigt und kann bis auf eine Temperatur von 1200 °C aufgeheizt werden. Dazu dienen 8 stromdurchflossene Wolframdrähte (Durch-

messer $\phi = 0,8$ mm, typische Stromstärke $I_{\text{typ}} = 170$ A), die symmetrisch um das Ofenrohr, das Ofen und Entladungskammer verbindet, angebracht sind.

Der entstehende Dampf strömt dann durch ein Molybdänrohr von 5 mm Durchmesser in die Entladungskammer. Die Erfahrung zeigt, daß der Lithiumpartialdruck dort etwa $2 \cdot 10^{-3}$ hPa betragen soll /22/, um einen konstanten Strahl extrahieren zu können. Durch diesen Druck wird die im Ofen einzustellende Temperatur festgelegt. Sie beträgt für Lithium 700-750 °C.

II.2.3 Die Entladungskammer

In der Entladungskammer werden die Atome durch eine Bogenentladung ionisiert. Sie besteht aus einem zylinderförmigen Gefäß, auf dessen Achse das Ofenrohr mündet. Um dieses Rohr sind sechs stromdurchflossene Tantaldrähte angebracht ($\phi = 0,8$ mm, $I_{\text{typ}} = 150$ A), die als Glühkathode fungieren. Als Anode dient der Zylindermantel (s. Abb. II.1).

Bevor Atome aus dem Ofen in die Entladungskammer gelangen, muß diese aufgeheizt werden, um ein Kondensieren der Atome zu vermeiden. Dazu wird ein Edelgasplasma erzeugt, das zusammen mit der Glühkathode, die die für die Entladung benötigten Elektronen emittiert, die Entladungskammer heizt. Das Edelgas, in unserem Fall Argon, kann über ein Regelventil direkt in die Kammer eingelassen werden.

Bei genügend hoher Temperatur der Wände der Plasmakammer kann dann der Ofen geheizt werden; die dort freigesetzten Atome strömen durch das Ofenrohr in die Entladungskammer. Mit zunehmender Dichte der einströmenden Atome kann die Entladung schließlich ohne das Hilfgas, z.B. in einer reinen Li-Atmo-

sphäre brennen. Die Ofentemperatur übernimmt dabei die Rolle des Regelventils für den Druck in der Entladung. Die Entladungsparameter können immer so eingestellt werden, daß nur der erste Ladungszustand des Ions vorhanden ist.

Die elektrische Effizienz der Entladung hängt von der Verweilzeit der Elektronen im Plasma ab /23/. Um die Aufenthaltsdauer der Elektronen in der Entladung zu verlängern und die Zahl der Ionisationsprozesse zu erhöhen, sind die Grundflächen des Entladungszylinders mit Reflektorelektroden versehen, die sich auf dem Potential der Kathode befinden. Aus dieser Art des Aufbaus ist auch der Name der Ionenquelle abgeleitet: HORDIS ist ein Akronym aus hot cathode reflex discharge ion source.

Das Ofenrohr ragt durch den ofenseitigen Reflektor in die Entladungskammer, der gegenüberliegende Reflektor dient gleichzeitig als erstes Gitter des Extraktionssystems. Weiterhin sind um den Anodenzylinder 12 Permanentmagnete angebracht, die ein sog. Cusp-Feld erzeugen. Durch dieses Feld wird der radiale Einschluß der Elektronen verbessert, da die Anodenfläche durch das Magnetfeld abgeschirmt wird. Außerdem erhält man auch bei größeren Extraktionsflächen, die zur Erzeugung hoher Ströme notwendig sind /24/, ein ruhiges, homogenes Plasma. Plasmaschwingungen würden die Raumladungskompensation des Ionenstrahls hemmen, was zu einer schwankenden Stromdichte und zu einer pulsierenden Strahlverbreiterung führen würde /25/. Die Raumladungskompensation dient dazu, ein Auffächern des Strahls aufgrund der gegenseitigen Abstoßung der Ionen zu verhindern. Sie erfolgt durch thermische Elektronen, die durch Stoßionisation des Hintergrundgases erzeugt werden. Aus diesem Grund sollte auch der Restgasdruck nicht zu gering sein ($p > 10^{-7}$ hPa), da sonst die Raumladungskompensation verzögert würde.

II.2.4 Das Extraktionssystem

Die Aufgabe des Extraktionssystems besteht darin, die in der Plasmakammer erzeugten Ionen in Form eines kollimierten Strahls aus dem Plasma herauszuziehen und auf die erforderliche Energie zu beschleunigen. Dazu dienen mehrere Elektroden, zwischen denen ein geeignetes elektrisches Feld angelegt wird. Das Extraktionssystem ist entscheidend für die Qualität des erzeugten Ionenstrahls. Die Güte des Strahls hängt dabei von Form und Abstand der Extraktionselektroden sowie von der Gestalt der Plasmaoberfläche ab, aus der die Ionen abgesaugt werden. Wie in den nächsten Abschnitten gezeigt wird, sollte diese nach Möglichkeit eine konkave Form an der Extraktionsöffnung annehmen /26/, d.h. zum Plasmainternen gekrümmt sein. Bei einem schwachen Extraktionsfeld oder bei zu hoher Plasmadichte dringt sonst das Plasma durch die Löcher des Extraktionssystems hinaus, so daß kein wirklicher "Strahl" erzeugt werden kann.

Durch den Abstand der Extraktionselektroden und die Höhe der angelegten Beschleunigungsspannung kann ebenso auf die Gestalt des Plasmameniskus Einfluß genommen werden wie durch die Plasmadichte selbst. Er stellt sich so ein, daß die extrahierte Stromdichte gleich der Sättigungsstromdichte wird /27/. Diese ist durch die auftretende Raumladung begrenzt und im Fall zweier planparalleler Elektroden durch das Child-Langmuir-Gesetz gegeben /28,29/:

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2e/m} \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad (\text{II.1})$$

j = Stromdichte

ϵ_0 = elektrische Feldkonstante

e = Elementarladung

m = Masse des Ions

U = zwischen den Elektroden anliegende Spannung

d = Abstand der Elektroden.

Es ergibt sich aus der Lösung der Poisson-Gleichung

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{II.2})$$

ρ = Ladungsdichte,

x = Ortskoordinate,

unter der Bedingung, daß die aus der Elektrode austretenden Ionen vernachlässigbare Geschwindigkeiten besitzen, d.h. es gilt $1/2 mv^2 = eU$. Außerdem gilt an dieser Elektrode $U=0$.

Solange keine Ladungsträger zwischen den Elektroden vorhanden sind, $\rho=0$, ist der Potentialverlauf zwischen den Elektroden durch einen linearen Zusammenhang zwischen Spannung U und Abstand d gegeben. Bei konstanter Ladungsdichte ergibt sich aus der Poisson-Gleichung ein parabelförmiger Verlauf für das Potential. Werden an dieser Elektrode mehr Ladungsträger emittiert, besitzt das Potential dort schließlich eine horizontale Tangente. Dann ist der Zustand erreicht, unter dem keine weiteren Ionen emittiert werden können, da sie sich sonst gegen einen Potentialberg bewegen müßten, den sie (wegen $v \approx 0$) nicht überwinden können.

Da auch für nicht-ebene Elektrodengeometrien die durch das Child-Langmuir-Gesetz (Gl. II.1) gegebene Abhängigkeit zwischen Strom bzw. Stromdichte und Spannung erhalten bleibt, führt man die Perveanz P ein, die durch folgende Beziehung definiert ist:

$$P = \frac{I}{U^{3/2}} \cdot \sqrt{M/q} \quad (\text{II.3})$$

I = Stromstärke

q = Ladungszustand

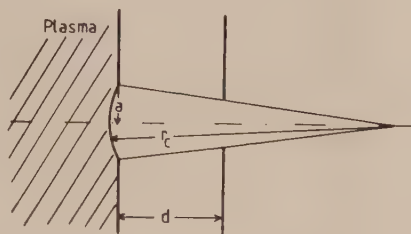
M = Massenzahl.

Die Perveanz ist eine Eigenschaft der Extraktionsgeometrie. Für eine sphärische Elektrode (vgl. nebenstehende Skizze) gilt, solange $d \ll r_c$ erfüllt ist /30,31/:

$$P = P_{CL} \left(1 - 1,6 \cdot \frac{d}{r_c}\right) \quad (\text{II.4})$$

$$P_{CL} = 1,72 \cdot 10^{-7} \text{ A/V}^{3/2} \cdot (a/d)^2$$

ist die Perveanz der Child-Langmuir-Geometrie für Protonen. r_c gibt den Krümmungsradius der Plasmaoberfläche an, $r_c > 0$ bei konkaver Form; d bezeichnet den Abstand der Elektroden, a den Radius der Öffnung der Plasmaelektrode.



Andererseits gilt für die Divergenz des extrahierten Strahls

$$\theta = \frac{a}{r_c} = 0,625 \frac{a}{d} \left(1 - \frac{P}{P_{CL}}\right) \quad (\text{II.5})$$

Aus diesen Gleichungen folgt, daß die Beziehung $j \sim U^{3/2}$ (Gl.II.1) nur dann erfüllt werden kann, wenn gleichzeitig mit der Spannung U auch die Größenverhältnisse und Betriebsparameter der Quelle geändert werden, um jeweils minimale Divergenz zu erhalten. Falls eine bestimmte Beschleunigungsspannung vorgegeben ist, liegt damit auch der minimale Elektrodenabstand d fest, der bei gegebenem Druck (bzw. im Vakuum) noch möglich ist, bevor ein Spannungsdurchbruch erfolgt. Man kann dann über die Entladungsparameter den Strom und somit die Perveanz ändern. Aus Gleichung II.5 folgt in diesem Fall, daß die minimale Divergenz bei einer Perveanz P erreicht wird, für die $P < P_{CL}$ gilt oder gleichbedeutend, bei einem $r_c > 0$, also bei einer konkaven Plasmaoberfläche.

In unserer Quelle besteht das Extraktionssystem aus drei axial hintereinander angeordneten Gittern mit jeweils sieben Löchern von 5 mm Durchmesser. Das erste Gitter dient gleichzeitig als Reflektor und liegt wie die gesamte Plasmakammer und der Ofen auf Hochspannung (hier max. 35 kV). In einem Abstand von 7,5 mm befindet sich das zweite Gitter, das an negativem Potential liegt (typisch -1 kV). Es verhindert, daß Elektronen in die Ionenquelle hinein beschleunigt werden, was zum einen eine starke Belastung für das HV-Versorgungsgerät bedeutet, zum anderen zur mechanischen Zerstörung der Wände der Ionenquelle und zur Emission von Röntgenstrahlung führen würde. Diese Elektronen entstehen außerhalb der Quelle durch Stöße der Ionen mit dem Hintergrundgas und dienen zur Raumladungskompensation des Ionenstrahls.

Das dritte Gitter schließlich stellt die Elektrode auf Erdpotential dar. Aufgrund der angelegten Spannungen wird ein solches Extraktionssystem auch "accel-decel-system" genannt.

In Abb. II.2 ist der Aufbau der Ionenquelle im Detail dargestellt.

II.2.5 Modulation des Ionenstrahls

Wie früher bereits erläutert, beruhen viele Anwendungen der Teilchenstrahldiagnostik darauf, Linienstrahlung von Strahl-
atomen oder Plasmateilchen zu detektieren. Daher ist es wünschenswert, in manchen Fällen sogar notwendig, einen Strahl zur Verfügung zu haben, dessen Stromstärke modulierbar ist. Durch die entsprechend der Modulation des Strahls variierenden Reaktionsraten ist dann eine Diskriminierung des Nutzsignals gegenüber der Hintergrundstrahlung aus dem Plasma möglich (siehe auch Kap. IV).

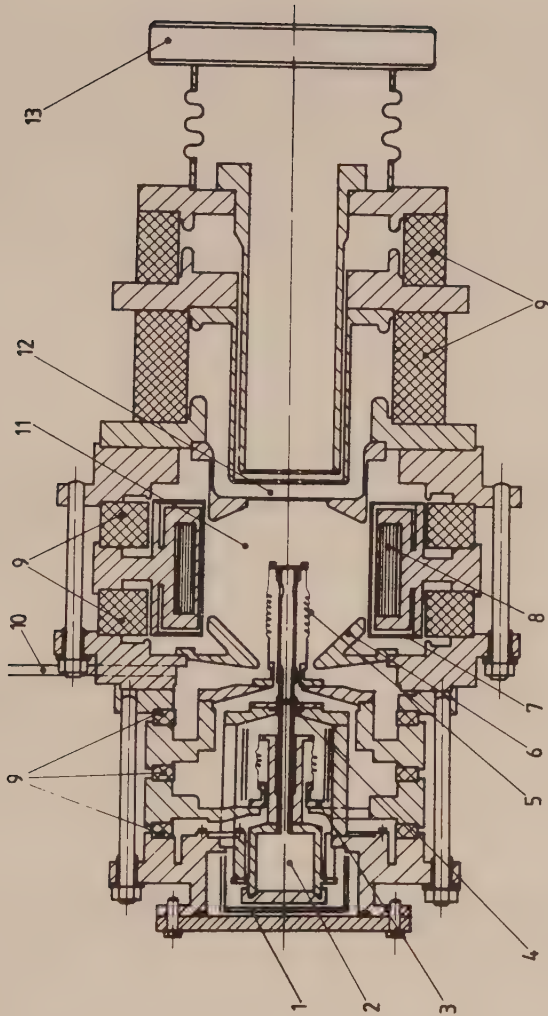


Abb. II.2: Die Ionenquelle HORDIS. 1 Hitzeschilde; 2 Ofen; 3 Ofenheizung;
4 Ofenrohr; 5 Glühkathode; 6 Reflektor; 7 Anodenzyllinder;
8 Permanentmagnet; 9 Isolatoren; 10 Gaseinlaß; 11 Entladungs-
kammer; 12 Extraktionssystem; 13 Anschlußflansch

Dies wird in unserer Quelle bei stationär anliegender Hochspannung durch einen gepulsten Betrieb der Plasmaentladung erreicht, so daß eine 100 %-ige Modulation des Ionenstrahls erfolgt. Dazu kann die Anodenspannung für Zeiten zwischen 0,01 ms und 100 ms angelegt werden, die Periodendauer ist zwischen 0,1 ms und 1000 ms einstellbar. Zusätzlich ist ein kontinuierlicher Betrieb möglich. Bei Pulsdauern unterhalb 1 ms ist wegen der endlichen Aufbauzeit des Strahls allerdings kein rechteckförmiger Pulsverlauf zu erhalten.

II.3. Neutralisation des Ionenstrahls

Die geplanten Diagnostikverfahren erfordern es, einen Neutralteilchenstrahl ins Plasma zu injizieren, da Ionen sofort vom Magnetfeld abgelenkt würden. (Diesen Effekt macht man sich bei der Bestimmung des Plasmapotentials mit Hilfe von Ionenstrahlen zu Nutzen.)

Die Neutralisation der Li-Ionen erfolgt in einer Umladungszelle /32/ durch Stöße mit thermischen Li-Atomen. Diese werden in einem separaten Ofen ($T \approx 500^\circ\text{C}$) durch verdampfendes Lithium erzeugt und bilden ein 18 cm langes Gastarget, das von den Ionen durchstrahlt wird. Entsprechend der Reaktion



erfolgt der Ladungsaustausch zwischen Ionen und Atomen, so daß man einen energiereichen neutralen Li-Atomstrahl erhält. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß liegt bei einigen 10^{-17} m^2 /33/.

Um die hinter der Neutralisationszelle im Strahl verbliebenen Ionen von den neutralen Li-Atomen zu trennen, steht ein kleiner Ablenkmagnet ($B = 0,06 \text{ T}$) zur Verfügung. Die Ionen werden

aus dem Strahl auf eine wassergekühlte Kupferplatte gelenkt; der Strom der auftreffenden Ionen wird registriert, so daß auch während der Injektion des Strahls ein Monitorsignal vorhanden ist. Dieses Signal dient nicht der Kontrolle des Li-Stroms, sondern wird zur Feststellung des zeitlichen Bezugs zwischen dem Puls des Li-Strahls und der gemessenen Strahlungsemission herangezogen.

Eine schematische Darstellung des Li-Injektors zeigt Abb. II.3.

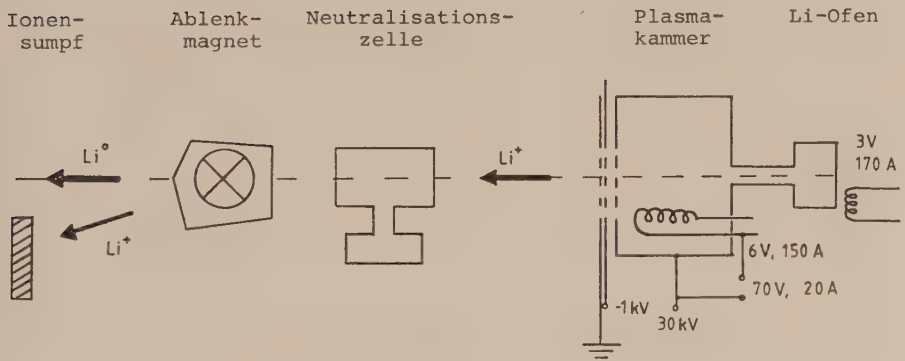


Abb. II.3: Schematische Darstellung des Lithiuminjektors

II.4. Betriebsdaten des Lithiuminjektors

Zur Erzeugung eines neutralen Li-Strahls wird die Ionenquelle zunächst durch die Plasmaentladung aufgeheizt. Dazu wird Argon über ein Regelventil in die Entladungskammer eingelassen ($p = 4 \cdot 10^{-3}$ hPa). Bei einer genügend hohen Spannung zur Beschleunigung der durch Glühemission freigesetzten Elektronen zündet das Plasma. Für Argon beträgt diese Spannung ca. 70 V; das entspricht dem Maximum des Wirkungsquerschnitts für Elektronenstoßionisation /31/.

Bei ansteigender Temperatur der Wände kann begonnen werden, Lithium zu verdampfen, so daß sich ein Ar-Li-Plasma bildet. Der extrahierte Ionenstrahl besteht zu diesem Zeitpunkt aus Argon- und Lithiumionen. Bei zunehmender Li-Dichte in der Entladung kann der Ar-Druck reduziert werden, und man erhält schließlich einen reinen Li-Ionenstrahl. Bei einer Beschleunigungsspannung von 30 kV wurde eine Stromstärke der extrahierten Li-Ionen von mehr als 100 mA erreicht.

Die Messung der erzielten Ionen- und Neutralteilchenströme erfolgt mit einem Faradaybecher. Der Strom des neutralen Anteils des Li-Strahls wird festgestellt, indem die von den neutralen Li-Atomen aus dem Target des Faraday-Bechers freigesetzten Sekundärelektronen aufgesammelt werden. Man mißt eine Größe I_- , die dem Neutralteilchenstrom I^0 äquivalent ist, $I_- = \gamma I^0$, wobei γ der Koeffizient für Sekundärelektronenemission ist.

Der Faraday-Becher kann elektropneumatisch aus dem Strahl herausbewegt werden; dadurch ist die Möglichkeit gegeben, bis unmittelbar vor der Injektion des Li-Strahls den Neutralteilchenstrom zu messen und auf einen über die Pulslänge konstanten Wert einzustellen.

Die hinter der Neutralisationszelle gemessene äquivalente Stromdichte des neutralen Li-Strahls beträgt $4,5 \text{ mA/cm}^2$ bei einer Energie von 30 keV. Es wurde eine maximale Umladungseffizienz $\epsilon = I^0 / (I^0 + I^+)$ von mehr als 70 % erreicht (I^0 , I^+ bezeichnet den Neutralteilchen- bzw. den Ionenstrom).

Weitere Einzelheiten über den Aufbau der Anlage und ihre Betriebsweise sind in einem Arbeitsbericht /22/ zu finden.

II.5. Optimierung des Injektors

Der in den vorigen Abschnitten beschriebene Injektor sollte zur Diagnostik des Tokamakplasmas an TEXTOR eingesetzt werden. Da der Betrieb der Ionenquelle mit Lithium jedoch nur in geringem Maße erprobt worden war (Interesse der GSI an schweren Ionen) und Erfahrungen mit dem gesamten Injektor überhaupt nicht vorhanden waren, wurde die Anlage zunächst an der Ruhr-Universität aufgebaut. Hier wurde der Li-Injektor in einer Erprobungsphase getestet und optimiert. Gleichzeitig wurden die Messungen zum translatorischen Stark-Effekt durchgeführt.

Während dieses Zeitraums traten diverse Schwierigkeiten beim Betrieb des Injektors auf, die eine kontinuierliche Messung unmöglich machten.

Von den verschiedenen Problemen verursachte der Ofen der Ionenquelle das schwerwiegendste. Es bestand darin, daß der aufschraubbare Ofendeckel gegenüber flüssigem Lithium nicht ausreichend abgedichtet war, so daß ein beträchtlicher Teil des eingefüllten Lithiums verloren ging. Durch das im Gewinde festgebackene Lithium war der Ofen nur gewaltsam zu öffnen, oftmals mußte er vollständig ausgebaut werden. Verschiedene

Modifikationen (Änderung des Ofendeckels, Einfügen metallischer Dichtringe) führten nur zu geringen Verbesserungen. Ein Betrieb an TEXTOR wäre somit aufgrund der ungünstigen räumlichen und zeitlichen Zugriffsmöglichkeiten auf den Injektor nach der Installation unmöglich gewesen. Deshalb wurde für den Betrieb an TEXTOR der Ofen mit dem zugehörigen Flansch völlig neu konstruiert.

Weitere Schwierigkeiten, die hauptsächlich in der Anfangsphase des Projekts auftraten, lagen in der Anfälligkeit der kommerziellen HV-Versorgung gegenüber den zwischen den Extraktionsgittern auftretenden Hochspannungsüberschlägen, die zu längeren Ausfallzeiten der Anlage führten.

Der Abstand der ersten beiden Gitter sollte, zumindest im Vakuum, einen kleineren Wert annehmen dürfen als die hier eingestellten 7,5 mm, um eine Spannungsdifferenz von 30 kV zu halten. Der ursprüngliche Abstand dieser Gitter war auch geringer. Beim Betrieb der Quelle mit Lithium stellte sich dann heraus, daß Lithium auf dem zweiten (kalten) Gitter kondensierte. Dadurch verringerte sich der effektive Elektrodenabstand, außerdem wurde die kritische Feldstärke eher erreicht, da sich oft eine ungleichmäßige Lithiumverteilung mit Spitzen oder Kanten auf dem Gitter bildete.

Da die Ionenquelle nur durch die Extraktionsöffnungen evakuiert wurde, erhöhte sich durch den geringer werdenden Pumpquerschnitt der Gasdruck zwischen den Gittern, was ebenfalls zu einer Reduzierung der Durchbruchspannung führt, die nach dem Paschen-Gesetz vom Produkt $p \cdot d$ aus Druck und Abstand abhängt.

Um diese Nachteile abzustellen, wurden der Abstand der Gitter auf 7,5 mm vergrößert und zur Erhöhung des Pumpquerschnitts an den Zylindern, auf denen die Gitter montiert sind (vgl.

Abb. II.2), zusätzliche Bohrungen angebracht. Beide Maßnahmen führten dazu, die Anzahl der Hochspannungsüberschläge zu verringern. Allerdings sind auch beim jetzigen Wert des Gitterabstands nur zwei ganze Betriebstage mit Lithium bei 30 kV ohne Reinigung der Gitter möglich. Dann zwingen die immer häufiger auftretenden Überschläge zu einer niedrigeren Extraktionsspannung bzw. dazu, die Gitter auszubauen und zu reinigen.

Zur Erhöhung der Umladungseffizienz wurde die Länge der Ladungsaustauschzelle vergrößert. Der Anteil der umgeladenen Ionen ist proportional zu $(1 - \exp(-\bar{n}l\sigma)) / 32$, wobei $\bar{n}l$ die über die Länge l des Gastargets integrierte Dichte ist und σ der Wirkungsquerschnitt für Ladungsaustausch.

Die vorgenommenen Modifikationen des Injektors lieferten deutliche Verbesserungen beim Betrieb mit Lithium. Die Anlage kann allerdings nicht auf einer "stand-alone"-Basis betrieben werden. Feineinstellungen der Heizströme für Ofen und Glühkathode oder die Nachregelung des Gasdrucks des Hilfsgases zur Erzeugung eines rechteckförmigen Pulsverlaufs erfordern eine ständige Betreuung des Injektors.

Die Anfälligkeit gegen Störungen konnte aber verringert werden. Dies war insbesondere für den Einsatz an TEXTOR wichtig, da dort die technischen Zugriffsmöglichkeiten auf den Injektor sowohl zeitlich als auch räumlich stark begrenzt sind.

III. Magnetfeldmessung durch den translatorischen Stark-Effekt

III.1. Einführung

Methoden zur Bestimmung von Magnetfeldstärken in Plasmen können grob in zwei Klassen unterteilt werden. Die eine Klasse umfaßt passive Methoden, die die Emission elektromagnetischer Strahlung von Plasmateilchen benutzen /z.B. 34,35/. Dabei wird meistens von der Zeeman-Aufspaltung und der Polarisierung der Strahlungsübergänge von im Plasma vorhandenen Atomen und Ionen Gebrauch gemacht, deren Anregung durch Stoßprozesse erfolgt. In die andere Klasse gehören Methoden, die Sonden verwenden. Unter Sonden sind dabei sowohl Spulen zu verstehen /36/ als auch Laserstrahlung /37,38/ und Teilchenstrahlen. Spulen sind nur bedingt einsetzbar; sie stören das Plasma und werden bei zu hohen Temperaturen zerstört. Die Lasermethoden benutzen Lichtstreuung sowie die Drehung der Polarisations-ebene des Lichts durch ein Magnetfeld (Faraday-Rotation).

Die Techniken, die Teilchenstrahlen benutzen, beruhen neben dem Einfluß des Feldes auf den Gyrationradius von Ionen /39/ hauptsächlich auf der Ausnutzung des Zeeman-Effekts. So wurde durch Verwendung eines thermischen Lithiumatomstrahls über die Aufspaltung der durch Elektronenstoß angeregten Resonanzlinie das Magnetfeld des Nagoya-Bumpy-Torus bestimmt /40/.

Durch die Verwendung eines thermischen Strahls ist diese Methode auf dünne Plasmen ($n_e \leq 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$) beschränkt /40/. Außerdem läßt sich auf diese Weise nur die gesamte Magnetfeldstärke bestimmen.

In vielen Fällen ist jedoch eine bestimmte Komponente des Gesamtfeldes von Interesse. Im Fall einer Tokamak-Entladung

ist dies das Poloidalfeld, das zusammen mit dem durch äußere Spulen erzeugten Toroidalfeld ein um den Plasmatorus gewundenes Gesamtfeld erzeugt, das zur Stabilität des Plasmas beiträgt. Aus dem radialen Verlauf der Poloidalfeldstärke kann die Stromdichteverteilung im Plasma berechnet werden. Da dieses Feld durch den Plasmastrom erzeugt wird, verschwindet es im Zentrum und ist maximal am Rand des Plasmas.

Die Möglichkeit, diese Komponente des Magnetfeldes mit Hilfe eines Neutralteilchenstrahls zu messen, demonstrierten McCormick und Fujita am Tokamak PULSATOR. Sie benutzten einen 6 keV Lithiumstrahl, der senkrecht zum Gesamtfeld injiziert wurde, und beobachteten die unverschobene π - Komponente des durch den Zeeman-Effekt aufgespaltenen Resonanzübergangs in Lithium. Aus der Drehung der Polarisationsrichtung dieser Linie gegenüber der bekannten Richtung des toroidalen Feldes B_T , also durch Messung des Winkels $\Theta = \arctan(B_P/B_T)$, konnten sie die Poloidalfeldstärke B_P bestimmen /41/.

Die lokale Auflösung wird dabei durch mechanische Änderung der Neigung der gesamten Strahlanordnung von Entladung zu Entladung erreicht, die zeitliche Auflösung liegt im Millisekunden-Bereich /42/.

Eine bessere Auflösung, zeitlich wie räumlich, kann bei Ausnutzung des translatorischen Stark-Effekts (TSE) in Verbindung mit Laser-induzierter Fluoreszenz /43/ erreicht werden. Die Methode kann ebenfalls an Lithiumatomen angewandt werden, wenn diese eine genügend hohe Geschwindigkeit besitzen. Sie wurde an einem Modellexperiment unter Benutzung des 30 keV Lithiuminjektors erprobt.

III.2. Meßmethode

Man benutzt bei dieser Methode die Tatsache, daß Atome, die sich in einem Magnetfeld B' bewegen, in ihrem Bezugssystem neben dem Magnetfeld ein elektrisches Feld erfahren entsprechend den Lorentz-Beziehungen

$$\underline{E} = \underline{E}' + \underline{v} \times \underline{B}' \quad \underline{B} = \underline{B}' - \underline{v} \times \underline{E}' / c^2 \quad (\text{III.1})$$

($\underline{E}'$ bezeichnet ein eventuell anliegendes äußeres elektrisches Feld.)

Dieses sogenannte Lorentz-Feld führt zu einer Störung der Energiezustände der Atome, die sich in einer Mischung und Verschiebung der atomaren Niveaus bemerkbar macht. Durch "Abstasten" eines geeigneten Übergangs läßt sich die Verschiebung messen. Als Sonde für die Lage dieses Übergangs dient die schmalbandige Strahlung eines über dem zu betrachtenden Bereich abstimmbaren Lasers.

Die Linienbreite der Laserstrahlung muß dabei geringer sein als die zu messende Verschiebung. Die Laserwellenlänge wird dann sukzessive verändert. Liegt sie innerhalb der Linienbreite des zu untersuchenden Übergangs, werden Photonen des Laserlichts absorbiert und die Atome gelangen in einen angeregten Zustand. Die Stärke der Absorption hängt von der Größe der Verstimmung zwischen Laserwellenlänge und der spektralen Lage des Linienzentrums des Übergangs ab.

Die angeregten Atome kehren in den Grundzustand zurück, indem sie Fluoreszenzstrahlung emittieren. Je nach dem Verzweigungsverhältnis erfolgen spontane Übergänge bei einer oder mehreren Wellenlängen. Da man nicht an der Dichte der beteiligten Atome interessiert ist, sondern nur an der spektralen Lage des Übergangs, braucht nur die Fluoreszenz bei einer Wellenlänge registriert zu werden. Die Intensität der gemes-

senen Fluoreszenz, die nicht spektral aufgelöst werden muß, ist dann ein Maß für die Stärke der Absorption des Laserlichts bei der jeweils eingestellten Wellenlänge. Durch Vergleich dieser Intensitätsverteilungen mit denjenigen, die im Fall ohne Magnetfeld gemessen werden und als Referenz benutzt werden können, erhält man die gesuchte Verschiebung.

Der Zusammenhang zwischen elektrischem Feld und der Größe der Verschiebung kann mit quantenmechanischen Methoden berechnet werden. Bei bekannter Geschwindigkeit der Strahlatome läßt sich dann aus der gemessenen Verschiebung die Stärke des Feldes B bestimmen.

Da die Größe des Lorentz-Feldes und damit die Linienverschiebung vom Kreuzprodukt $\underline{v} \times \underline{B}$ abhängen, kann durch geeignete Wahl der Richtung des Atomstrahls dafür gesorgt werden, daß nur die interessierende Magnetfeldkomponente zum translatorischen Stark-Effekt beiträgt. Die Messung einer Größe, die von der Stärke der Absorption des Laserlichts abhängt, erlaubt es andererseits, die Verschiebung am Ort und zur Zeit der Lasereinstrahlung zu bestimmen. Dadurch wird eine zeitlich und räumlich aufgelöste Messung einer bestimmten Komponente des Magnetfelds ermöglicht. Durch Wahl der Beschleunigungsspannung läßt sich die Geschwindigkeit der Li-Atome (in gewissem Rahmen) regeln, so daß man auch bei kleineren Magnetfeldern, wie dem des Poloidalfeldes eines Tokamaks, eine hinreichend große Linienverschiebung erhält, die klar feststellbar ist.

III.3. Berechnung der Verschiebung der Energieniveaus

Die Größe der Verschiebung eines bestimmten Energieniveaus durch den TSE ist von der Lage benachbarter Zustände abhän-

gig. Aufgrund der geringen energetischen Abstände der Lithiumniveaus 4P, 4D, 4F (s. Abb. III.1) ist von ihnen ein deutlicher Effekt bei unseren Bedingungen ($v \approx 1 \cdot 10^6$ m/s, $B = 1$ T) zu erwarten. Die neue, verschobene Lage dieser Niveaus ergibt sich aus der Diagonalisierung der aus der zeitunabhängigen Schrödingergleichung

$$H|\psi\rangle = \hbar\omega|\psi\rangle \quad (\text{III.2})$$

folgenden Matrix. Der Zustand $|\psi\rangle$ kann aus Wasserstoffeigenfunktionen $|\varphi_i\rangle$ mit Entwicklungskoeffizienten C_i zusammengesetzt werden:

$$|\psi\rangle = \sum_i C_i |\varphi_i\rangle \quad (\text{III.3})$$

Diese Entwicklung ist möglich, da es sich bei den $n=4$, $l=p, d, f$ Niveaus von Lithium bereits um sog. "non-penetrating orbits" handelt /44/, d.h. sie besitzen weit außen liegende Elektronenbahnen und sind somit wasserstoffähnlich. Ein Maß dafür gibt die Größe des Quantendefekts $\delta = n - n^\times$ ($n^\times$ = effektive Quantenzahl), der für 4F den Wert 0 hat, für 4D 0,002 und für 4P 0,046 /45/. Der Quantendefekt beschreibt die Größe der Abweichung eines Niveaus n vom entsprechenden wasserstoffartigen Zustand.

Der Hamiltonoperator H setzt sich zusammen aus einem ungestörten Anteil H_0

$$H_0|\varphi_i\rangle = \hbar\omega_i|\varphi_i\rangle \quad (\text{III.4})$$

und einem Beitrag H' , der den Einfluß des magnetischen und des daraus folgenden elektrischen Feldes beschreibt:

$$H' = -e\underline{E}\underline{r} + \mu_B \underline{B}(\underline{L} + 2\underline{S}) \quad (\text{III.5})$$

μ_B = Bohr Magneton, $\underline{L}$ und $\underline{S}$ bezeichnen die Operatoren des Gesamtdrehimpulses und des Spins.

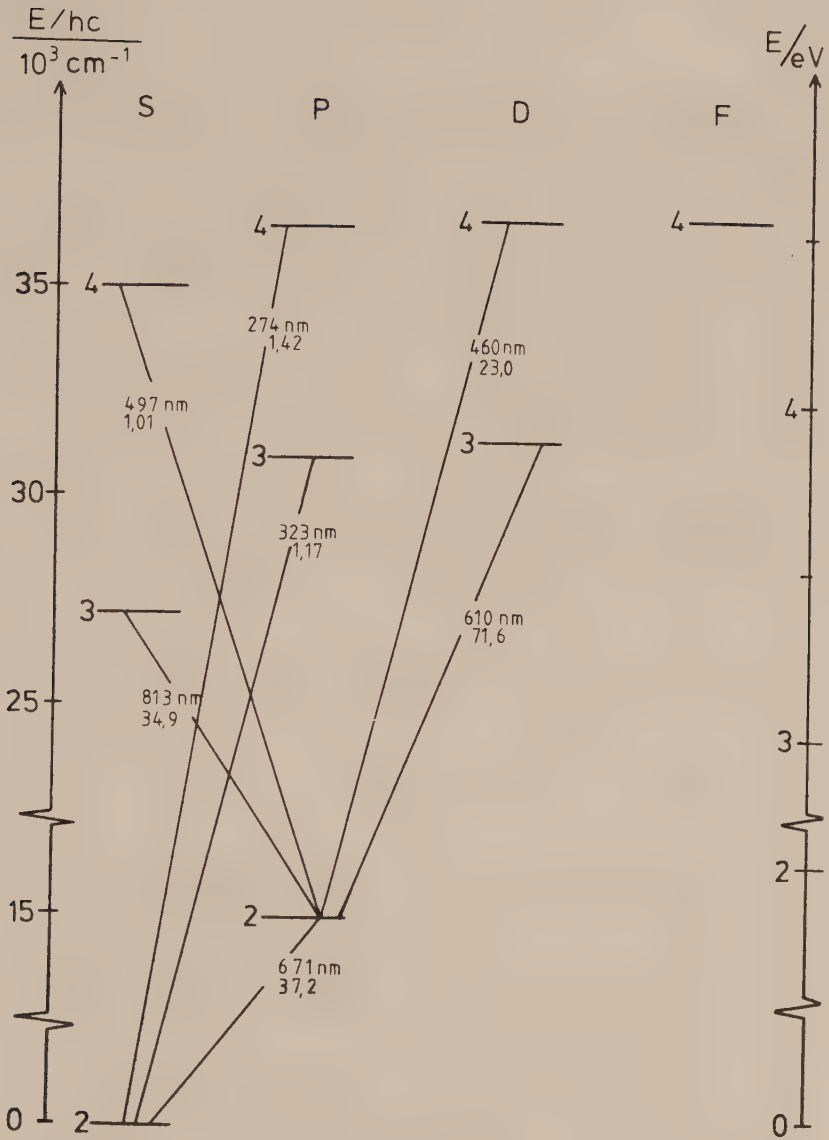


Abb. III.1: Ausschnitt aus dem Termschema von Lithium. Die Wellenlängen und Übergangswahrscheinlichkeiten (in Einheiten von 10^6 s^{-1}) einiger Übergänge sind ebenfalls angegeben.

Hier wurde Paschen-Back-Effekt angenommen. Die Annahme ist für diese Niveaus bereits bei Feldstärken von 0,1 T gerechtfertigt.

Der elektrische Anteil von H' kann im allgemeinen Fall beliebiger Geschwindigkeit dargestellt werden durch /46,47/

$$\underline{E} \cdot \underline{r} = (\underline{v} \times \underline{B}) \cdot \underline{r} = \frac{1}{2} B v_r (r \cdot \tau + r \cdot \tau^*) \quad (\text{III.6})$$

mit $\underline{B} = B \underline{e}_z$, $r_{\pm} = x \pm i y$ und $\tau = i e^{\phi}$. Der Stern bedeutet komplexe Konjugation. v_r ist der Betrag von $\underline{v}$ in der Ebene senkrecht zu $\underline{B}$, ϕ der Winkel zwischen v_r und der x-Achse.

In unserem Fall haben alle Atome die gleiche Richtung ($\underline{B} = B \underline{e}_z$, $\underline{v} = v \underline{e}_y$) und die Gleichung vereinfacht sich zu $\underline{E} \cdot \underline{r} = v B x$.

Damit ergibt sich folgendes Eigenwertproblem /48/:

$$[\hbar \omega_i + \mu_B B (m_l + 2m_s)_j] C_j - e v B \sum_i C_i \langle \psi_j | x | \psi_i \rangle = \hbar \omega C_j \quad (\text{III.7})$$

m_l und m_s sind die zu $\underline{L}$ und $\underline{S}$ gehörigen Projektionsquantenzahlen.

Die Summe erstreckt sich über die 15 m_l -Unterniveaus der drei betrachteten Niveaus. Die Lösung des Eigenwertproblems erfolgte numerisch auf der Anlage (Cyber 855/830) des Rechenzentrums der Ruhr-Universität. In der Abb. III.2 sind für einige Komponenten des Lithiumübergangs $2P-4D$ die berechneten Verschiebungen aufgrund von Zeeman-Effekt und TSE als Funktion der magnetischen Flußdichte B dargestellt. Sie sind bezogen auf die Wellenlänge des unverschobenen $2P_{3/2}-4D_{5/2}$ -Übergangs. Deshalb existiert für einige Komponenten (nämlich diejenigen, die zu $D_{3/2}$ gehören) auch für $B=0$ eine Verschiebung $\Delta\lambda \neq 0$. Die Ergebnisse gelten für den Fall, daß sich die Lithiumatome senkrecht zum B -Feld mit einer Geschwindigkeit

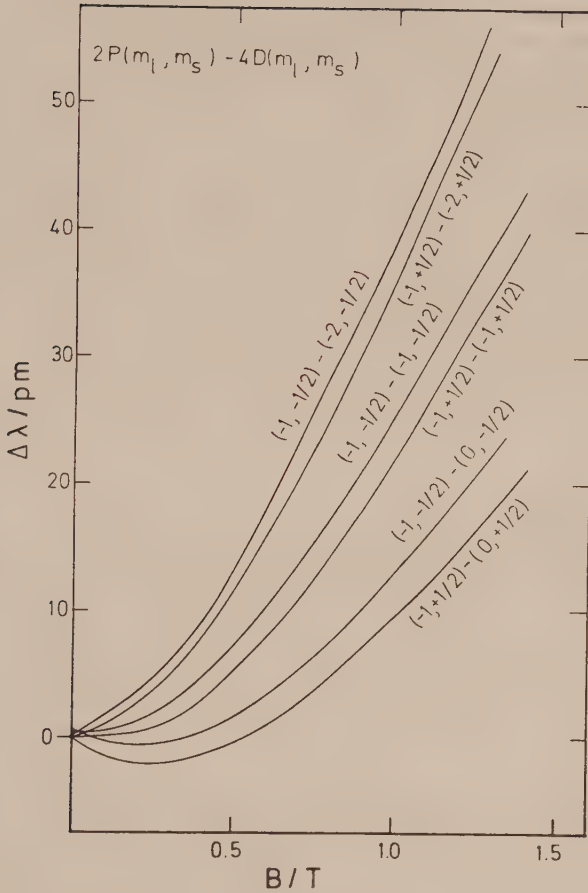


Abb. III.2: Verschiebung einiger Komponenten des Übergangs 2P-4D durch Zeeman-Effekt und TSE als Funktion der magnetischen Flußdichte B . Die Komponenten sind durch die Quantenzahlen (m_l, m_s) gekennzeichnet. Die Lithiumatome bewegen sich mit einer Geschwindigkeit von $9,1 \cdot 10^5$ m/s ($W = 30$ keV) senkrecht zum Magnetfeld.

entsprechend 30 keV bewegen.

Die Verschiebung eines Übergangs (z.B. 2P-4D bei Li) wird natürlich neben dem TSE auch durch den Zeeman-Effekt bzw. den Paschen-Back-Effekt verursacht. Diese bewirken aber nur eine symmetrische Aufspaltung um die Position der unverschobenen Linie, während durch den TSE eine Verschiebung aller aufgespaltener Niveaus in die gleiche Richtung erfolgt. Dies ist auch in Abb. III.2 erkennbar: Bei kleinen Feldstärken ($B < 0,5$ T) erfolgt bei einigen Komponenten eine Verschiebung zu kleineren Wellenlängen ($\Delta\lambda < 0$), da hier die Aufspaltung durch den Zeeman-Effekt überwiegt. Bei größerem B dominiert dann bei allen Komponenten die Verschiebung zu größerer Wellenlängen durch den TSE.

III.4. Experimenteller Aufbau

Mit dem in Kapitel II beschriebenen Lithiuminjektor konnte die Möglichkeit der Magnetfeldmessung über den TSE an einem Modellexperiment demonstriert werden /49/. Die Lithiumatome wurden senkrecht zur Feldrichtung in ein Magnetfeld injiziert, und die Verschiebung des Übergangs 2P-4D wurde durch Laser-induzierte Fluoreszenz festgestellt.

Das Magnetfeld wurde dabei durch die Vakuumentladung eines Theta-Pinches erzeugt. Die Anlage bestand aus drei parallel geschalteten Kondensatoren (je 4,5 μ F), die auf eine Spannung von 30 kV aufgeladen und über eine einwindige Spule ($\phi = 20$ cm) entladen wurden. Aus den Daten des elektrischen Kreises und der gemessenen Schwingungsdauer kann die Flußdichte B berechnet werden /50/:

$$B = \sqrt{1/2} \cdot CU^2 \cdot \frac{L_{sp}}{L_{ges}} \cdot 2\mu_0/V \quad (III.8)$$

wobei $C = 13,5 \mu F$ = Kapazität der Kondensatorbatterie,
 $U = 30 \text{ kV}$ = Ladespannung,
 $L_{Sp} = 90 \text{ nH}$ = Induktivität der Spule,
 $L_{Ge} = 135 \text{ nH}$ = Gesamtinduktivität,
 $V = 1,28 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3$ = Volumen der Spule,
 $\mu_0 = 1,2566 \cdot 10^{-6} \text{ N/A}$ = magnetische Feldkonstante
bedeuten.

Hiermit erhält man für die maximale Flußdichte $B = 0,89 \text{ T}$. Da hier experimentell bestimmte Daten eingehen, ist dieser Wert mit einem Fehler von rund 10% behaftet.

Ein gepulster, abstimbarer Farbstofflaser, dessen Linienbreite 4 pm betrug, diente zum spektralen Abtasten des Übergangs 2P-4D. Die Wellenlänge der Laserstrahlung konnte durch Änderung der Neigung eines im Resonator befindlichen Fabry-Perot-Etalons variiert werden.

Da sich die Atome des Lithiumstrahls im Grundzustand befinden, mußte zunächst das 2P-Niveau besetzt werden. Dazu wurde ein weiterer Farbstofflaser benutzt, der den Resonanzübergang 2S-2P pumpte (s. Abb. III.1).

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. III.3 skizziert. Die Einstrahlung beider Laser ins Vakuumgefäß erfolgte kollinear zur Magnetfeldrichtung. Senkrecht dazu wurde der Li-Strahl injiziert. Seine äquivalente Stromdichte im Wechselwirkungsvolumen betrug $1,5 \text{ mA/cm}^2$; ihr entspricht bei 30 keV Strahlenergie eine Teilchendichte von $1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Diese geometrische Anordnung erlaubt die Anregung von σ -Komponenten ($\Delta m_1 = \pm 1$). Senkrecht zu Strahl- und Magnetfeldrichtung wurde die emittierte Fluoreszenzstrahlung über einen Photomultiplier registriert.

Ein optisches System bildete das Wechselwirkungsvolumen auf

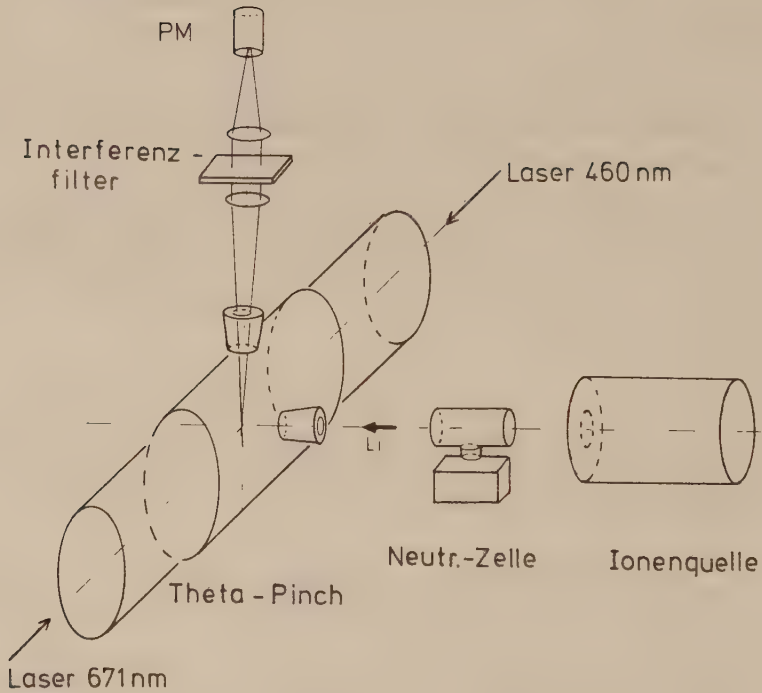


Abb. III.3: Experimenteller Aufbau zur Magnetfeldbestimmung über den TSE.

die Photokathode ab. Da die Fluoreszenzstrahlung der Li-Atome nicht spektral aufgelöst gemessen werden mußte, konnte ein Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite von 10 nm zur Unterdrückung von Fremdlicht benutzt werden. Streulicht durch Reflexe der Laserstrahlung an den Fenstern des Gefäßes lieferte zunächst einen untolerierbaren Falschlichtuntergrund, da die Wellenlänge des spektral engen Pumplichts innerhalb des Wellenlängenbereichs lag, der durch das Beobachtungssystem erfaßt wurde. Durch Blendenrohre, die im Gefäß vor beiden Fenstern montiert wurden (in Abb. III.3 nicht gezeigt), konnte das Falschlicht fast vollständig unterdrückt werden.

Da es sich bei allen Komponenten des experimentellen Aufbaus um gepulste Anordnungen handelte (Magnetfeld, 2 Laser, Lithiumstrahl), mußte eine exakte zeitliche Synchronisierung gewährleistet sein. Dies trifft insbesondere für die Laser zu, die beide zum Zeitpunkt des maximalen Feldes reproduzierbar zünden mußten, da ansonsten Messungen bei unterschiedlichen Feldstärken vorgenommen würden. Zur Kontrolle dieser Zeiten wurden das Signal einer Rogowskispule, die den Verlauf der zeitlichen Ableitung dI/dt des Stroms I der Kondensatorentladung als Funktion der Zeit erfaßt, sowie die über Photodioden aufgenommenen Monitorsignale für die Leistung der beiden Laser beobachtet.

III.5. Meßergebnisse

Zur Besetzung des Niveaus $2P$, das für den zu untersuchenden Übergang den unteren Zustand darstellt, wurde der erste Laser auf eine feste spektrale Position eingestellt ($\lambda = 670,79$ nm). Dadurch können im Fall mit B-Feld die beiden Unterniveaus $2P_{3/2}$ ($m_l = -1$, $m_s = \pm 1/2$) vom Grundzustand $2S$ angeregt werden (Auswahlregel $\Delta m_l = \pm 1$). Diese dienen dann als

Ausgangsniveaus für die Anregung ins $4D$ - Niveau. In Abb. III.4 sind die erhaltenen Ergebnisse dargestellt.

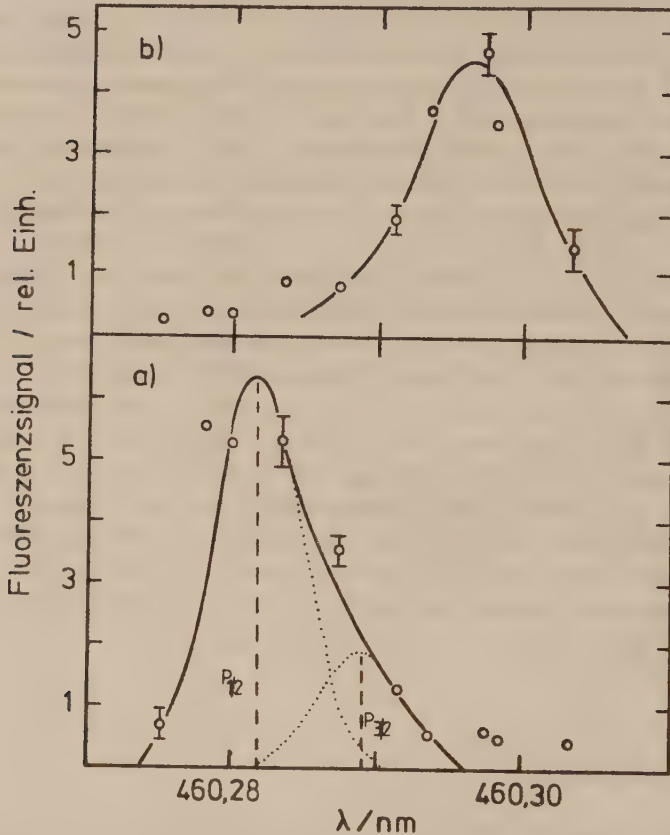


Abb. III.4: Gemessene Fluoreszenzsignale als Funktion der Laserwellenlänge; a) ohne Magnetfeld, b) mit Magnetfeld. Die vertikalen Striche in Bild a) geben die Lage der Komponenten $2P_{1/2}-4D$, $2P_{3/2}-4D$ an, gepunktet sind Gauß'sche Profile (FWHM=7 pm) dieser Linien eingezeichnet. Die durchgezogene Kurve stellt die Summe dieser Profile dar.

Aufgetragen sind die am Photomultiplier gemessenen Spannungssignale des Fluoreszenzlichts gegen die Wellenlänge des Lasers, die mit Hilfe eines hochauflösenden Spektrographen bestimmt wurde. Bild III.4a zeigt den Fall ohne Magnetfeld. Hier sind die Übergänge $2P_{1/2}-4D_{3/2}$, $2P_{3/2}-4D_{3/2,5/2}$ möglich. Die Dublettaufspaltung des 4D-Niveaus ist allerdings nicht aufzulösen, da sie nur 0,4 pm beträgt (bezogen auf den $2P_{3/2}-4D_{5/2}$ - Übergang). Wegen der vorgegebenen Position des ersten Lasers ist das Fluoreszenzsignal der $2P_{1/2}-4D$ - Linie stärker als das der $2P_{3/2}-4D$ - Linie, im Gegensatz zum Wert der statistischen Gewichte. An die Meßwerte können Gaußprofile der beiden Übergänge von 7 pm voller Halbwertsbreite gut angepaßt werden (Abb. III.4a). Diese Breite entspricht der des 2S-2P - Resonanzübergangs, der ebenfalls durch Laser-induzierte Fluoreszenz untersucht worden war /49/.

Für den Fall mit Feld sind die Ergebnisse in Abb. III.4b dargestellt. Man erkennt die Verschiebung des Signals gegenüber der Position ohne Feld (Abb. III.4a). Würde nur der Zeeman-Effekt wirken, lägen um die in Abb. III.4a eingezeichneten $P_{1/2,3/2}-4D$ - Linien die aufgespaltenen Komponenten. Für ein Magnetfeld mit $B = 0,9$ T beträgt die Aufspaltung des Übergangs $2P-4D$ für die Komponenten $m_l = -1 \rightarrow m_l = -2$ und $m_l = -1 \rightarrow m_l = 0$, die aufgrund der geometrischen Anordnung angeregt werden können, 6 bzw. 9 pm für die erstgenannte und -12 bzw. -9 pm für die andere Komponente, jeweils für $m_s = 1/2$ bzw. $-1/2$ und auf die Position der unverschobenen $P_{3/2}-4D$ - Linie bezogen.

Dabei wurde für das 4D-Niveau reiner Paschen-Back-Effekt angenommen,

$$W' = \mu_B B (m_l + 2m_s) \quad (\text{III.9})$$

während die Aufspaltung des 2P-Niveaus durch die das Übergangsgebiet zwischen schwachem und starkem Feld beschreibende

Formel berechnet wurde /51,52/:

$$W' = \Delta W \left(\xi m \pm \frac{1}{2} \sqrt{\xi^2 + \frac{4m}{2l+1} \xi + 1} \right), \quad \xi = \frac{\mu_B B}{\Delta W} \quad (\text{III.10})$$

ΔW gibt die Feinstrukturaufspaltung an.

Es ist aus Abb. III.4 offensichtlich, daß eine Verschiebung der aufgespaltenen Niveaus zu größeren Wellenlängen erfolgt ist, da auf der kurzwelligen Seite von $P_{3/2}$ kein Absorptionssignal gemessen wird. Es werden vier verschobene Komponenten erwartet, die paarweise auftreten. Ausgehend von den beiden angeregten 2P-Niveaus mit $m_1 = -1$ sind Übergänge nach $4D, m_1 = -2$ und $m_1 = 0$ möglich (jeweils für $m_s = \pm 1/2$). Man kann also die Wellenlängen der maximalen Absorption mit der Position des zu den beiden kurzwelligen Komponenten gehörigen Paares identifizieren. Damit ergibt sich die in Abb. III.5 durch vertikale Striche angedeutete Position der beiden $m_1 = 0$ - Kom-

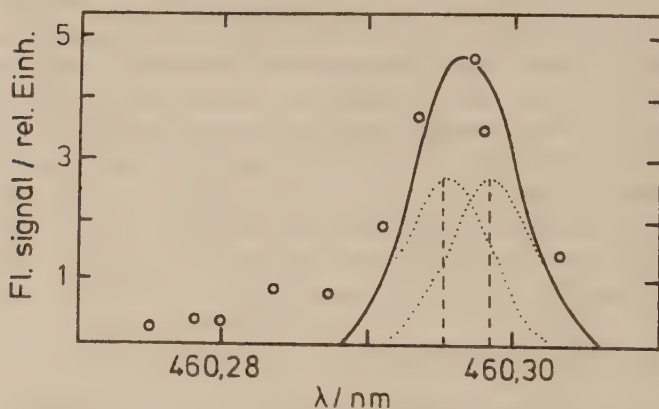


Abb. III.5: Vergleich der in Abb. III.4b dargestellten Ergebnisse mit den berechneten Resultaten. Die vertikalen Striche geben die Position der beiden kurzwelligen Komponenten an ($B=0,9$ T). Für Gauß'sche Profile (punktiierte Linien) ergibt sich der durch die durchgezogene Linie angedeutete Verlauf der Intensität.

ponenten. Die Verschiebung durch den TSE beträgt dann 18,5 pm, was einem Feld von 0,9 T entspricht.

Setzt man wieder für jede Komponente ein Gaußprofil mit 7 pm voller Halbwertsbreite voraus (gepunktete Kurven in Abb. III.5), stimmt die Summe der Intensitäten (durchgezogene Kurve in Abb. III.5) in guter Näherung mit den Meßpunkten überein. Man erwartet bei größeren Wellenlängen ($\lambda = 460,32 \text{ nm}$) zwei weitere Komponenten ($m_1 = -2$), die um 24 pm durch den TSE verschoben werden. Allerdings konnte wegen technischer Probleme nicht der gesamte Wellenlängenbereich abgetastet werden, der hier von Interesse ist.

III.6. Diskussion

Die Messung konnte nicht weit genug in den langwelligen Bereich fortgesetzt werden, so daß die beiden dort liegenden Komponenten nicht erfaßt wurden. Man kann aber bereits aus den erhaltenen Ergebnissen die Verschiebung durch den TSE eindeutig feststellen und daraus auf eine Feldstärke entsprechend 0,9 T schließen, in Übereinstimmung mit dem berechneten Wert. Der Fehler beträgt ca. 20%, da in diesem Bereich der Feldstärken die zwei Komponenten nahe beieinander liegen und nicht genauer getrennt werden konnten. Dazu trägt auch der Zeeman-Effekt bei, der die Anzahl der beteiligten Komponenten erhöht und dadurch das Problem komplizierter macht (s.u. zur Vermeidung dieses Effekts).

Die bisher erhaltenen Resultate erlauben den Schluß, daß durch Kombination des TSE mit Laser-induzierter Fluoreszenz Komponenten von Magnetfeldern zeitlich und räumlich aufgelöst zu messen sind. Im vorliegenden Fall wurden die beobachteten Übergänge in unterschiedlicher Weise vom Zeeman-Effekt beein-

flußt. Man kann die Methode gegenüber der hier vorgestellten Messung verbessern durch direkte Anregung des 4D-Niveaus vom Grundzustand aus. Wegen der Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ für elektrische Dipolübergänge ist dies nur mit einem Zwei-Photonen-Prozeß möglich /43/.

Dazu wird allerdings ein schmalbandiger, durchstimmbarer Laser bei der für Farbstofflaser relativ ungünstigen Wellenlänge von 546 nm mit einer Leistung von ca. 1 MW benötigt. Die Zwei-Photonen-Absorption ermöglicht aber dann die Ausschaltung des Einflusses durch Zeeman- bzw. Paschen-Back-Effekt. Der Grundzustand 2S und das 4D-Niveau des Lithiumatoms erfahren beide einen Paschen-Back-Effekt. Infolgedessen ist die Aufspaltung für das $m_1=0$ - Unterniveau bei beiden Zuständen die gleiche. Der Übergang $2S, m_1=0 \rightarrow 4D, m_1=0$ wird also nur durch den TSE beeinflusst. Die Beschränkung auf eine einzige beteiligte Komponente erhöht die Genauigkeit, mit der die Verschiebung festgestellt werden kann.

Ein solches Lasersystem stand für diese Messungen nicht zur Verfügung. Zur Zeit wird ein gepulster Laser aufgebaut, dessen Wellenlänge während des Pulses über den interessierenden Bereich durchgefahen werden kann /53/.

IV. Nachweis von C^{5+} durch Umladungsspektroskopie mit Lithiumatomen

IV.1. Problemstellung

Das mangelnde Verständnis über das Verhalten von Verunreinigungen in fusionsorientierten Plasmaexperimenten gehört zu den wichtigsten Problemen, deren Lösung zur Erzeugung hinreichend heißer, dichter und langlebiger Plasmen notwendig ist.

Die Verunreinigungen werden durch die Wechselwirkungsprozesse der Plasmateilchen (einschließlich neutraler Atome) und Photonen mit den umgebenden Wänden (Limiter, Liner) freigesetzt /54/. Leichte Verunreinigungen (C,N,O) sind durch Physisorption und Chemisorption an der Wand gebunden und gelangen durch Desorption ins Plasma. Da die Bindungsenergien dieser Teilchen bis zu 5 eV betragen können, ist durch Ausheizen (thermische Desorption) nur der leichtgebundene Anteil freizusetzen. Der Gasdruck im Vakuumgefäß ist zwar gering, aber aufgrund von Desorptionsprozessen, die durch auftreffende Elektronen, Ionen und Photonen verursacht werden, können auch die fester gebundenen Teilchen ins Plasma eintreten. Auch chemische Reaktionen an der Wand können Verunreinigungen entstehen lassen. Nach der Bildung eines Moleküls aus einem auf die Wand treffenden Plasmateilchen und einem an der Wand befindlichen Atom kann das Molekül eine geringere Bindungsenergie besitzen als das Atom und leichter desorbiert werden. Man beobachtet vor allem seit der Einführung von Graphitlimitern Emissionsbänder von C-H-Verbindungen und C_2 -Molekülen /55/.

Schwere Verunreinigungen (Metalle von Limiter und Wand) werden durch Impulsübertragung bei Stoßkaskaden eines energiereichen Atoms/Ions mit den Atomen des Gitterverbands des Festkörpers freigesetzt (Sputtering). Weitere Mechanismen

sind Verdampfung - bei lokaler Wärmebelastung der Wand - und Bogenbildung (Arcing) zwischen dem Plasma und einer Wand /54/.

Die am häufigsten in Tokamakplasmen auftretenden Verunreinigungen sind die Niedrig-Z-Verunreinigungen Sauerstoff und Kohlenstoff. Dies gilt insbesondere, wenn Wände und Limiter mit Kohlenstoff beschichtet bzw. aus Graphit gefertigt werden /56/. Der Anteil metallischer Verunreinigungen höherer Ladungszahl konnte durch die Karbonisierung verringert werden /57/.

Die Verunreinigungen verlassen die Wand in neutralem Zustand und diffundieren ins Plasma, wo sie ionisiert werden. Sie verteilen sich über das gesamte Plasma und auf alle Ladungszustände, die entsprechend der im Zentrum herrschenden Temperatur und der Verweilzeit der Teilchen gebildet werden können. Leichte Verunreinigungen werden vollständig ionisiert, da in den meisten Anlagen zentrale Elektronentemperaturen im Bereich von 1 keV erreicht werden.

Durch Ionisation dieser Atome und Heizung der Elektronen wird Energie verbraucht /58/. Solange die Ionen noch Elektronen besitzen, verursachen sie Strahlungsverluste in Form von Linienstrahlung (proportional zu Z^6 für H-ähnliche Ionen). Außerdem wird Kontinuumsstrahlung als Brems- ($\sim Z^2$) und Rekombinationsstrahlung ($\sim Z^4$) emittiert. Die Strahlungsverluste beeinflussen durch die veränderte Leistungsbilanz am Rand des Plasmas die für stabile Entladungen maximal erreichbaren Dichten /59,60,61/.

Der Transport der Verunreinigungsionen im Plasma ist nicht ausreichend verstanden, um zu gesicherten Aussagen über Energieeinschlußzeiten in zukünftigen Plasmamaschinen zu gelangen /62/. In verschiedenen Experimenten wurde festgestellt, daß

die Anhäufung von Verunreinigungen nicht der Theorie des neo-klassischen Transports entspricht /54,62/. Andernfalls wäre oftmals gar kein Tokamak-Plasmabetrieb möglich.

Andererseits wurde festgestellt, daß in leicht verunreinigten Plasmen eine höhere Einschlußzeit erreicht wird als in einem "sauberen" Plasma /63/. Das liegt daran, daß durch die erhöhte Resistivität des Plasmas eine höhere ohmsche Leistung eingekoppelt werden kann /64/.

Kontrolle des Verhaltens dieser Teilchen ist notwendig, da sie die erreichbaren Elektronendichten begrenzen und das Plasma verdünnen. Dadurch verringern sie die für Fusionsprozesse zur Verfügung stehende Leistungsdichte. Ein Anteil von 5% Kohlenstoff würde die Fusionsleistung um einen Faktor 2 herabsetzen /65/. 3% Sauerstoff könnten bereits die Zündung eines D-T-Plasmas verhindern /66/. Die Bedingungen bezüglich schwerer Verunreinigungen sind noch strenger, wie man aus dem Zündkriterium für ein D-T-Plasma erkennt. Es lautet (in der Form für eine Verunreinigungssorte) /67/

$$n_e \tau = \frac{3/2 \cdot [k T_e + ((1-fZ) + f) k T_i]}{\langle \sigma v \rangle / 4 \cdot U_\alpha (1-fZ)^2 - R(f, Z, T)} \quad (\text{IV.1})$$

mit n_e = Elektronendichte,
 τ = Energieeinschlußzeit,
 $T_{e,i}$ = Elektronen-, Ionentemperatur,
 f = Verunreinigungskonzentration,
 Z = Ladungszustand der Verunreinigungen,
 $\langle \sigma v \rangle$ = Ratenkoeffizient für D-T-Fusion,
 U_α = 3,52 MeV = α -Teilchen-Fusionsenergie,
 R berücksichtigt Strahlungsverluste.

Zu den Strahlungsverlusten gehören Bremsstrahlung und Linienstrahlung; beide steigen mit zunehmender Verunreinigungskon-

zentration und Kernladungszahl an, so daß die rechte Seite der Gleichung größer wird. Dies müßte durch eine höhere Temperatur ausgeglichen werden. Abgesehen von dem Problem der Erzeugung entsprechend heißer Plasmen ist es nicht wünschenswert, bei einer höheren Temperatur als 15 keV zu arbeiten, da dort das Maximum der Leistungsdichte für die Deuterium - Tritium - Fusion liegt. Daher sollte insbesondere der Anteil der schweren Verunreinigungen möglichst niedrig gehalten werden.

Mit der Existenz von Verunreinigungen im Plasma ist auch der Zustand des abgelösten ("detached") Plasmas verknüpft. Bei einem solchen Plasmazustand erfolgt der Energieverlust zum überwiegenden Teil durch Strahlung von Niedrig-Z-Verunreinigungen aus der Randschicht des Plasmas. Die Wärmebelastung der Wand wird deutlich herabgesetzt, das Plasma löst sich von der begrenzenden Wand (Limiter) ab. Die Stabilität solcher Entladungen wird von der Konzentration leichter Verunreinigungen beeinflusst /68/.

Alle diese Effekte demonstrieren die Notwendigkeit, die Vorgänge im Plasma besser verstehen zu lernen. Untersuchungen über den Transport von Verunreinigungen sowie ihre Temperatur und Dichte verliefen bisher größtenteils über passive Methoden. Da einerseits sehr viele Ladungszustände pro Element im Plasma vorliegen und andererseits verschiedene Verunreinigungen vorhanden sind, werden die Emissionsspektren sehr kompliziert /69/. Die spektrale Position vieler Linien im VUV und nahen Röntgenbereich erfordert höhere Ansprüche an die Diagnostik. Da die gemessenen Intensitäten nur die Besetzung angeregter Niveaus liefern, werden zusätzlich Plasmamodelle benötigt.

Die leichten Verunreinigungen sind allerdings im Plasmaminneren vollständig ionisiert, so daß sie keine Linienstrahlung

emittieren und ihre Beobachtung mit den passiven spektroskopischen Methoden nicht möglich ist. Andere Methoden wie z.B. Messung des Kontinuums im Röntgenbereich oder Resistivitätsmessungen erfassen nur den Einfluß der gesamten Verunreinigungen.

Um eine lokale Messung durchführen zu können, ist man auf eine aktive Diagnostikmethode angewiesen. Das bedeutet die Verwendung von Strahlen (elektromagnetische Strahlung oder Teilchenstrahlen), die eine eindeutige Definition des Wechselwirkungsvolumens und damit eine räumliche Auflösung ermöglichen. Benutzt man Teilchenstrahlen, kann man durch den Prozess des Ladungstransfers vom eingestrahlteten Atom auf ein Plasmaion auch vollständig ionisierte Verunreinigungen nachweisen, da nach einer solchen Reaktion Linienstrahlung des Verunreinigungsions, das sich dann in einem niedrigeren Ladungszustand befindet, emittiert wird.

Über den Nachweis von vollständig ionisiertem Sauerstoff durch Ladungsaustausch mit Wasserstoffatomen eines ins Plasma injizierten Strahls wurde zum ersten Mal im Jahr 1977 berichtet /70/. Dabei handelte es sich um Heizstrahlen von insgesamt 20 A Stromstärke, die nicht nur das Plasma beeinflussten, sondern auch beim Auftreffen auf die gegenüberliegende Wand des Plasmagefäßes Sauerstoff freisetzten. Als reine Diagnostikmethode wurde Ladungsaustausch mit Wasserstoff zuerst am Tokamak T-4 eingesetzt, um Konzentrationsprofile von C^{6+} und O^{8+} zu messen /71/. In beiden Experimenten wurde Linienstrahlung im Wellenlängenbereich 1,8 nm bis 10,2 nm beobachtet. Eine Übersicht über Ladungsaustauschdiagnostik mit H-Strahlen wird von Fonck /72/ gegeben.

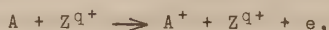
Die Möglichkeit, Plasmaverunreinigungen durch Elektroneneinfang aus Lithium zu untersuchen, wurde 1982 vorgeschlagen /16/. Zum damaligen Zeitpunkt waren aber weder Lithiumstrahl-

quellen der erforderlichen Stromdichte vorhanden noch die für die Analyse benötigten Wirkungsquerschnitte für die Ladungsaustauschreaktionen bekannt.

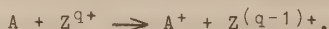
Letztere wurden zwei Jahre später für Reaktionen von Lithium mit Kohlenstoff und Sauerstoff verschiedener Ladungszustände gemessen /73/. Über die Verfügbarkeit einer geeigneten Ionenquelle wurde bereits in Kapitel II berichtet. Damit waren die wesentlichsten Voraussetzungen erfüllt, Lithiumstrahl-aktivierte Umladungsspektroskopie an einem Tokamak durchzuführen.

IV.2. Meßmethode

Eine lokale Messung von Verunreinigungskonzentrationen im Plasma ist durch die Atomstrahl-aktivierte Umladungsspektroskopie möglich. Dabei wird ein Strahl energiereicher Atome ($W = 10-50$ keV) ins Plasma injiziert, wo zwischen den Atomen und Plasmateilchen Stoßprozesse stattfinden. Bei der Kollision mit einem Ion Z^{q+} kann es neben der (reinen) Ionisation des Atoms A,



auch zu einem Ladungsaustausch kommen:



Bei dem Ion Z^{q+} kann es sich um ein Proton oder ein schwereres Teilchen in einem beliebigen Ladungszustand q handeln. Im Bereich der hier interessierenden Strahlsorte und -energie (Li, $W \leq 30$ keV) und bei Plasmatemperaturen, für die $10 \text{ eV} < kT < 100 \text{ eV}$ gilt, ist der Ladungsaustauschprozeß dominant /74/.

Für das Teilchen A sind die Folgen der beiden Prozesse gleich. Es wird ionisiert und geht dem Strahl verloren. Diese Abschwächung des Atomstrahls muß durch eine den Anforderungen

angepaßte Flußdichte $n \cdot v$ der injizierten Atome berücksichtigt werden.

Solange die Stoßgeschwindigkeit nicht zu groß ist, kann man den Elektroneneinfangprozeß in einer quasi-molekularen Darstellung beschreiben. Die Bedingung hierfür besagt, daß die stoßenden Teilchen eine Relativgeschwindigkeit der gleichen Größenordnung oder kleiner als die Umlaufgeschwindigkeit des auf einer Bohrschen Bahn gedachten aktiven Elektrons besitzen /75/.

Diese Geschwindigkeit hat im Fall des 2s-Elektrons von Lithium den Wert $v_e = (\bar{Z}/n) v_0 = 1,4 \cdot 10^6$ m/s. v_0 ist die Geschwindigkeit des auf der ersten Bohrschen Bahn in Wasserstoff befindlichen Elektrons. $\bar{Z}$ stellt die effektive (abgeschirmte) Kernladung dar, die das Elektron spürt. Man kann $\bar{Z}$ mit Hilfe der Bindungsenergie W_B des Elektrons (in der Schale mit der Hauptquantenzahl n) bestimmen: $W_B = 13,6 \text{ eV} \cdot (\bar{Z}/n)^2$. Für das 2s-Elektron in Lithium ist $\bar{Z} = 1,26$.

Das Lithiumatom besitzt bei einer Energie von 15 keV (30 keV) eine Geschwindigkeit von $v = 6,4 \cdot 10^5$ m/s ($9,1 \cdot 10^5$ m/s), so daß die genannte Bedingung erfüllt ist.

In der quasimolekularen Beschreibung geht man davon aus, daß sich die Elektronenbewegung adiabatisch der Kernbewegung, also dem Potential $V(r)$, anpaßt. Inelastische Prozesse werden durch Kopplungen zwischen Molekülzuständen hervorgerufen, die durch Potentialkurven dargestellt werden können /76/. Die Eingangszustände werden durch die Konfiguration $[A + Z^{q+}]$ beschrieben, der Ausgangskanal durch die Zustände des repulsiven Systems $[A^+ + Z^{(q-1)+}]$. An den Kreuzungspunkten der Kurven sind Übergänge besonders wahrscheinlich; da sie bereits bei großen Abständen erfolgen (≈ 10 Bohrsche Radien), ist der (geometrische) Wirkungsquerschnitt relativ groß (10^{-19} m^2). Wei-

terhin werden durch die selektive Wechselwirkung nur wenige angeregte Zustände nach dem Elektroneneinfang besetzt /77/.

Dieser Beschreibung entspricht die Feststellung, daß ein Elektronentransfer im Fall $\Delta W \approx 0$ am wahrscheinlichsten ist /78/. Dabei bezeichnet ΔW den Energiedefekt, d.h. die Energiedifferenz zwischen Eingangs- und Ausgangskanal der Reaktion.

Handelt es sich bei A und Z um das gleiche Element, z.B. A= Wasserstoff, Z= Proton, ist die Reaktion exakt resonant. Im Fall von Lithiumatomen und Protonen andererseits wird bevorzugt der $n=2$ -Zustand des entstehenden Wasserstoffatoms besetzt, für den ΔW minimal ist.

Im allgemeinen Fall ($A \neq Z$) entstehen aufgrund der Resonanzbedingung nach dem Elektronentransfer angeregte Niveaus des Ions $Z^{(q-1)+}$, die durch spontanen Zerfall unter Emission charakteristischer Linienstrahlung in den Grundzustand übergehen. Die Anzahl der emittierenden Ionen ist gegeben durch die Teilchendichten der beiden Stoßpartner sowie die Wahrscheinlichkeit für einen Ladungsaustauschprozeß, ausgedrückt durch den Ratenkoeffizienten $\sigma_{cx} v_{Li}$. Die Detektion der Strahlung bietet somit die Möglichkeit, Aussagen über die Ionensorte Z^{q+} zu machen.

Der Elektronentransfer wird auch in einer passiven Diagnostikmethode zur Bestimmung der Protonentemperatur genutzt. Dabei mißt man die Energie der aus dem Plasma entkommenden Wasserstoffatome H_0 , die durch den resonanten Prozeß $p + H_0 \rightarrow H_0 + p$ entstanden sind (p =Proton). Er bietet natürlich keine räumliche Auflösung.

Eine lokale Messung gelingt erst, wenn die Atome von außen ins Plasma eingestrahlt werden. Durch Injektion von Wasser-

stoffstrahlen und Beobachtung der nach Ladungsaustauschstößen emittierten Strahlung wurden bereits Messungen an vollständig ionisiertem Sauerstoff vorgenommen, wie in Abschnitt IV.1. erwähnt. Allerdings birgt die Verwendung von Wasserstoffstrahlen (in H-Plasmen) einige Nachteile in sich, die bei der Lithium-aktivierten Umladungsspektroskopie nicht auftreten.

Da in Wasserstoffplasmen auch immer ein (wenn auch geringer) Bruchteil neutraler Atome vorhanden ist, geschehen Ladungsaustauschstöße der Ionen nicht nur mit den injizierten Atomen, sondern auch mit den neutralen Plasmateilchen. Da es sich in beiden Fällen um Wasserstoffatome handelt, erfolgt auch die Strahlungsemission bei der gleichen Wellenlänge. Dadurch wird der Untergrund erhöht und eine lokale Messung erschwert. Bei Benutzung von Lithiumstrahlen werden andere Niveaus besetzt, der Untergrund durch Ladungsaustauschstöße von H-Atomen ist somit geringer.

Durch die geringere Ionisationsenergie von Lithium gegenüber Wasserstoff erfolgt eine Besetzung in höher liegende Niveaus des Verunreinigungsions. Da außerdem der Elektroneneinfang (unabhängig vom Element) bevorzugt in Niveaus mit der höchstmöglichen Bahndrehimpulsquantenzahl l stattfindet /79/, $l = n-1$, n = Hauptquantenzahl, kann spontaner Zerfall nur durch Übergänge mit $\Delta n = 1$ vonstatten gehen. Für die durch Ladungsaustausch mit Lithium angeregten Zustände mit großem n führt dies zur Emission von Strahlung im sichtbaren oder ultravioletten Spektralbereich, während bei Wasserstoffstrahlen im Vakuum-UV beobachtet werden müßte. Mit solchen Strahlen wurden auch noch keine Messungen an teilweise ionisiertem C oder O durchgeführt.

Als Beispiel sei vierfach geladener Kohlenstoff als Stoßpartner in einer Ladungsaustauschreaktion angeführt. Vergleicht man nur die beiden Energien des Anfangs- und Endzustands,

$$W_n(C^{3+}) = W_{ion}(C^{3+}) - W_{ion}(A) \quad , \quad A=Li, H \quad (IV.2)$$

erhält man eine Besetzung des $n=6$ - Niveaus für die Reaktion $C^{4+} + Li$ und des $n=4$ -Niveaus bei $C^{4+} + H$. Tatsächlich wird der $n=5$ - (Li) bzw. $n=3$ - (H) Zustand mit der höchsten Wahrscheinlichkeit besetzt /80/, da der Kreuzungspunkt mit dem $n=6$ - bzw. $n=4$ - Endzustand bei zu großen Abständen liegt, so daß die Wechselwirkung noch zu schwach ist. Die Wahrscheinlichkeit für einen Elektronentransfer fällt exponentiell mit zunehmendem Abstand /76/.

Qualitativ ergibt sich schon aus diesem vereinfachten Bild der Vorteil bei der Benutzung von Lithium. Aus Gl.IV.2 folgt auch die experimentell beobachtete Tendenz, daß hochgeladene Ionen zu hochliegenden besetzten Niveaus führen, während Ionen in einem niedrigen Ladungszustand nach Ladungsaustausch kurzwelligere Strahlung emittieren, da die besetzten Niveaus tiefer liegen. Nach der Reaktion $C^{3+} + Li \rightarrow C^{2+} + Li^+$ wird Licht bei 200 nm beobachtet, $C^{5+} + Li \rightarrow C^{4+} + Li^+$ führt zur Emission bei 500 nm und 300 nm, entsprechend den Übergängen 7I-6H und 6H-5G.

Diese hochliegenden Zustände sind durch andere Prozesse im Plasma kaum angeregt, so daß die Untergrundstrahlung durch Linienstrahlung zwischen diesen Niveaus geringer wird.

Schließlich sind auch die Wirkungsquerschnitte für Umladungsprozesse mit Lithium größer als die für Reaktionen mit Wasserstoff, ebenfalls aufgrund der geringeren Ionisationsenergie. Man kann zeigen /16/, daß das Verhältnis der Querschnitte $\sigma(Li)/\sigma(H) \approx 8$ ist.

Gegen diese Vorteile ist die Verunreinigung des Plasmas durch das Lithium abzuwägen; sie ist, wie in der Einleitung ge-

zeigt, nur gering.

IV.3. Experimenteller Aufbau

IV.3.1 TEXTOR

Die im letzten Abschnitt erläuterte Meßmethode wurde mit einem Lithiuminjektor erstmals in der Plasmarandschicht des Tokamaks TEXTOR der Kernforschungsanlage Jülich angewandt. Dieser Tokamak wurde u.a. mit der Zielsetzung konzipiert, die Bedeutung der für eine Anhäufung von Verunreinigungen verantwortlichen Prozesse zu untersuchen /81/.

TEXTOR ist eine Kurzbezeichnung für Torus EXperiment for Technology Oriented Research. Mit dieser Versuchsanlage sollen die Probleme der Plasma-Wand-Wechselwirkung studiert werden, deren Bewältigung für die Anwendbarkeit der kontrollierten Kernfusion zur Energiegewinnung unabdingbar ist. Zu diesem Zweck können langlebige Plasmen hoher Temperatur mit definierten Randschichten und Wandbelastungen erzeugt werden /82/.

In Abb. IV.1 ist eine Schemazeichnung des Tokamaks gezeigt. Sein großer Radius R beträgt 1,75 m, der kleine Radius 55 cm. Der Plasmaradius kann durch verstellbare poloidale Limiter zwischen 40 und 48 cm verändert werden. TEXTOR besitzt konventionelle Limiter zur Begrenzung des Kontaktes des Plasmas mit der Wand des Vakuumgefäßes. Typische Plasmaparameter sind $n_e = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $kT_e = 700 \text{ eV}$, bei Entladungsdauern von 3 s und einem Plasmastrom von 350 kA. Das toroidale Magnetfeld kann eine Stärke von bis zu 2,6 T annehmen.

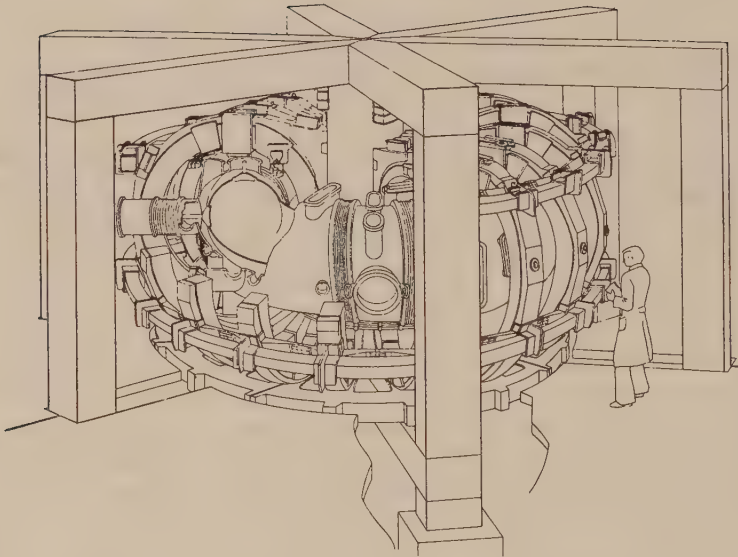


Abb. IV.1: Schematische Darstellung des Tokamaks TEXTOR

IV.3.2 Installation des Lithiuminjektors

Im Unterschied zu dem in Kap. II beschriebenen Li-Injektor wurde hier zwischen Ionenquelle und Neutralisationszelle ein Umlenkmagnet ($\Theta = 55^\circ$) eingesetzt. Damit ist eine Massenseparation des Ionenstrahls möglich, z.B. zur Abtrennung eventuell im Strahl vorhandener Fremdteilchen (H,N,O), die von den Wänden und Glühdrähten der Entladungskammer stammen.

Der Lithiuminjektor wird in der Äquatorebene des Tokamaks angeflanscht, so daß sich die Li-Atome in (nahezu) radialer Richtung ins Plasmainnere bewegen. Aus Platzgründen mußte ein

Winkel von 10 Grad zum großen Radius eingehalten werden. Abb. IV.2 zeigt schematisch den Aufbau in einem poloidalen Querschnitt.

Um einen Einfluß des Magnetfelds von TEXTOR auf die Li-Ionen zu verhindern, wurde der Injektor von der Ionenquelle bis zur Neutralisationszelle mit 20 mm dickem Eisen zur Abschirmung verkleidet.

Hinter der Neutralisationszelle lenkte ein Magnet die noch im Strahl vorhandenen Ionen auf ein Target, wo ihr Strom als Monitorsignal für den injizierten Strahl gemessen wurde. Der neutrale Anteil des Strahls konnte bis zu Beginn der Plasmaentladung mit Hilfe eines Faraday-Behlers kontrolliert werden.

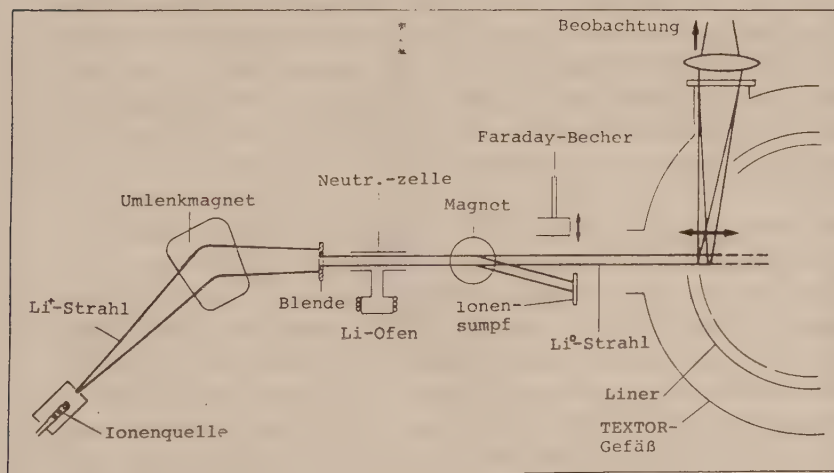


Abb. IV.2: Darstellung des Aufbaus des Lithiuminjektors an TEXTOR

Die Evakuierung der Anlage erfolgte durch zwei Turbomolekularpumpen; um eine Abschwächung des Strahls durch aus dem TEXTOR-Gefäß in den Injektor strömenden Wasserstoff bzw. Deuterium zu verhindern, wurde zusätzlich eine Getterpumpe nahe der TEXTOR-Schnittstelle montiert. Weitere Einzelheiten über den Aufbau des Injektors an TEXTOR sind der Abb. IV.3 zu entnehmen.

IV.3.3 Beobachtungssystem

Die Beobachtung der durch die Wechselwirkung zwischen den Lithiumatomen und den Plasmateilchen induzierten Strahlung geschah in einer zum Li-Strahl senkrechten Richtung (s. Abb. IV.2, IV.3). Es wurde ein lichtstarkes Beobachtungssystem aufgebaut, das Licht aus dem Wechselwirkungsvolumen zu zwei Photomultipliern transportierte. Mit Hilfe eines Strahlteilers und schmalbandiger Interferenzfilter konnten sowohl die Li I-Resonanzlinie als auch das Signal durch den Ladungsaustausch gleichzeitig aufgenommen werden.

Ein Linsensystem ($f = 545 \text{ mm}$, $\phi = 150 \text{ mm}$), das direkt oberhalb eines Fensters ($\phi = 150 \text{ mm}$) im TEXTOR-Gefäß montiert war, bildete ein etwa 10 cm langes Stück entlang der Li-Strahlrichtung auf eine Feldlinse von 150 mm Durchmesser ab. Durch einen drehbaren Spiegel konnte dieser Bereich mit einer Auflösung von rund 1 cm (Spalt) abgetastet werden. Die Feldlinse ($f = 250 \text{ mm}$) erzeugte ein verkleinertes Bild des Linsensystems auf dem Spiegel, dessen Durchmesser dadurch auf 40 mm begrenzt werden konnte. Er sollte möglichst klein sein, da für die Drehbewegung ein geringes Trägheitsmoment benötigt wird.

Weitere Spiegel und Linsen transportierten das Zwischenbild zu den Detektoren. Diese Anordnung ist in Abb. IV.4 dargestellt.

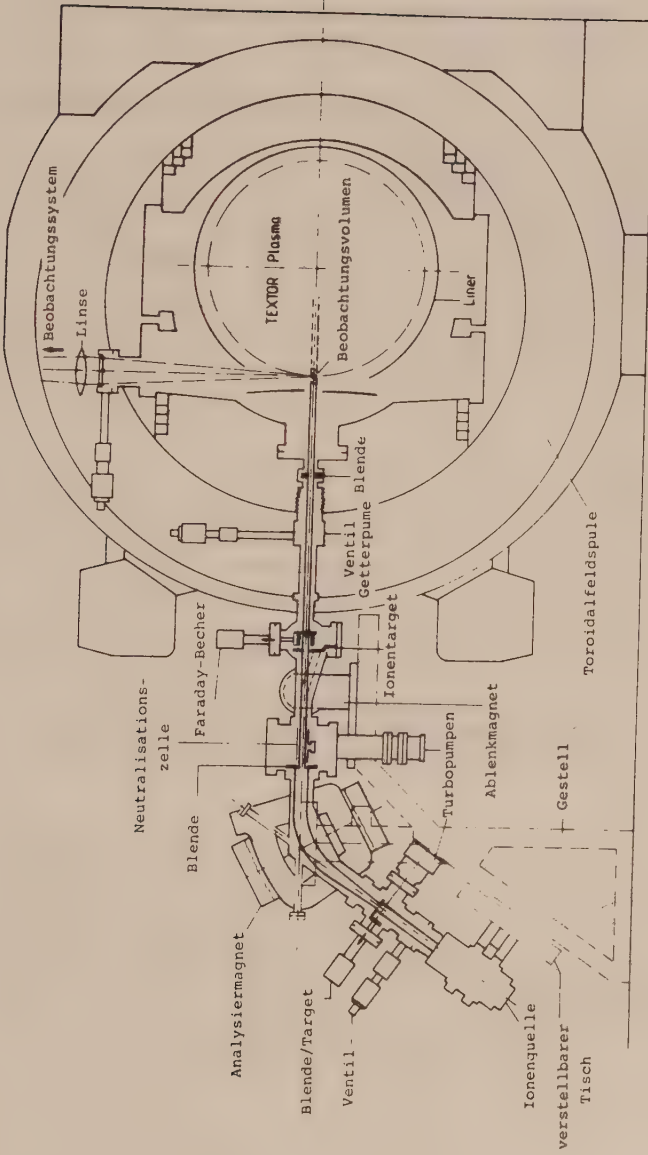


Abb. IV.3: Poloidaler Querschnitt des experimentellen Aufbaus

stellt. Der tatsächliche Aufbau liegt in mehreren, nicht aufeinander senkrecht stehenden Ebenen.

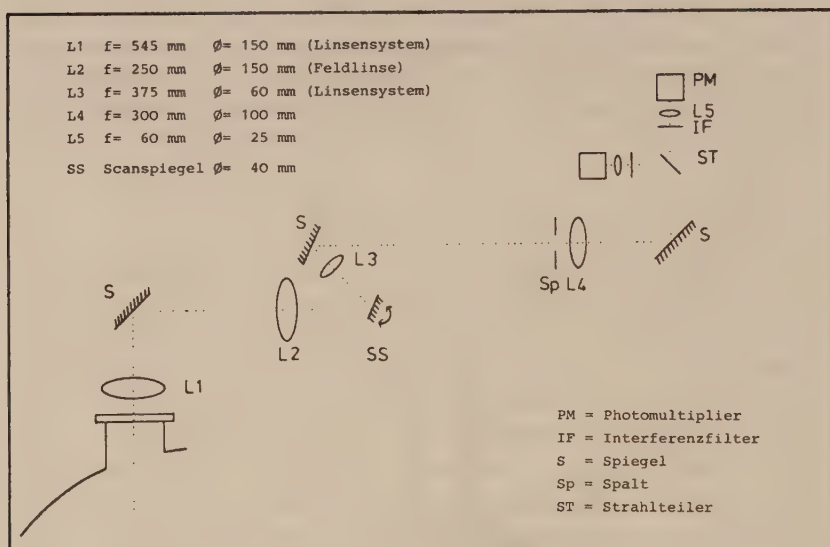


Abb. IV.4: Aufbau des optischen Beobachtungssystems. Der Strahlengang liegt in verschiedenen, nicht senkrecht aufeinander stehenden Richtungen.

Die Frequenz der Spiegelschwingung konnte zwischen 0 Hz (Beobachtung bei einer festen Position) und 10 Hz variiert werden. Seine momentane Position wurde durch ein Spannungssignal kontrolliert. Dieses Signal, das Strahlmonitorsignal und die den Strahlungsintensitäten entsprechenden Spannungen wurden mit einem Rechner (VAX 11/880) ausgewertet.

IV.4. Auswertung

IV.4.1 Apparatefunktion

Beim Abtasten des Strahls durch die Spiegeldrehung wird ein gewisser Teil des Lichts durch Bauelemente des Fensterstutzens bzw. des Liners abgeblockt. Um den Einfluß dieses Effekts auf die radiale Abhängigkeit der gemessenen Strahlungsleistung festzustellen, d.h. die "Apparatefunktion" zu bestimmen, muß eine über den interessierenden Radius mit konstanter Strahldichte emittierende Lichtquelle abgetastet werden.

Diese Lichtquelle wird durch Injektion des Li-Strahls in H_2 -Gas erzeugt. Der Gasdruck muß dazu in einem Bereich liegen, wo keine nennenswerte Abschwächung des Strahls auftritt. Da kein Magnetfeld vorhanden ist, muß neben der Ionisation auch Rekombination durch Stöße mit H_2 berücksichtigt werden. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte haben für einen 15 keV Li-Strahl die Werte /83/:

$$\sigma_{\text{Ion}} = 1,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2, \quad \sigma_{\text{Rek}} = 4,4 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2.$$

Die Abschwächung des Li-Strahls bei verschiedenen H_2 -Drucken kann durch folgendes Gleichungssystem dargestellt werden:

$$\frac{dn_o}{dx} = -\sigma_{\text{Ion}} n_o n_{H_2} + \sigma_{\text{Rek}} n_o n_{H_2}$$

$$\frac{dn_s}{dx} = \sigma_{\text{Ion}} n_o n_{H_2} - \sigma_{\text{Rek}} n_o n_{H_2}$$

$$n_o(x) = n_{\text{ges}} \frac{1}{\sigma_{\text{Ion}} + \sigma_{\text{Rek}}} \left[\sigma_{\text{Rek}} + \sigma_{\text{Ion}} e^{-(\sigma_{\text{Ion}} + \sigma_{\text{Rek}}) n_{H_2} x} \right] \quad (\text{IV.3})$$

Daraus folgt, daß für Fülldrucke $p < 10^{-4}$ hPa keine nennenswerte Abschwächung des Li-Strahls innerhalb des radialen Bereichs $x \leq 20$ cm, der hier von Interesse ist, erfolgt. Die durch Stoßanregung erzeugte Lithiumresonanzstrahlung sollte daher auch konstant sein und die Möglichkeit bieten, die "Apparatefunktion" zu bestimmen.

Auf diese Art wurde die "Apparatefunktion" des Beobachtungssystems ermittelt. Die gemessene Photomultiplier-Spannung als Maß für die Li I-Emission bei einem Fülldruck des TEXTOR-Gefäßes von $p = 5 \cdot 10^{-5}$ hPa ist in Abb. IV.5 gezeigt. Mit dieser "Apparatefunktion" wurden die gemessenen Signale korrigiert, wobei wir uns auf den Bereich zwischen 34 cm und 42 cm beschränkten.

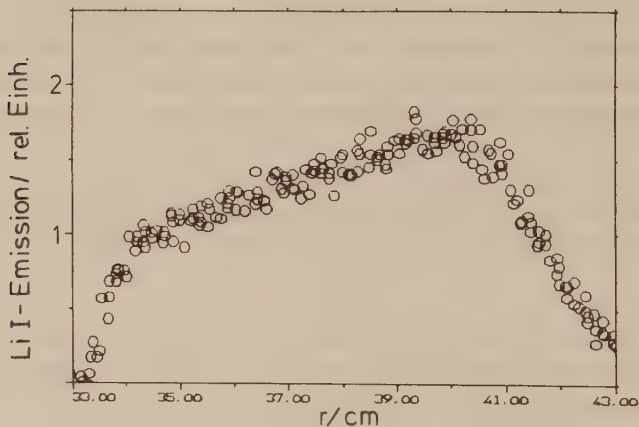


Abb. IV.5: Li I-Emission durch Anregung in Wasserstoffgas. Der radiale Verlauf der Kurve ergibt die "Apparatefunktion".

IV.4.2 Verschmierung der Li-Emission

Bei den Messungen wird sowohl die von den Lithiumatomen emittierte Strahlung registriert als auch die nach Ladungsaustausch von den Verunreinigungsionen abgestrahlte Energie.

Bei Vergleich der beiden Meßsignale muß der unterschiedliche Ursprung der gemessenen Intensitäten berücksichtigt werden. Die Linienemission des Ions erfolgt, da es sich thermisch bewegt, am Ort r der Reaktion mit dem Lithiumatom. Die gemessene Spannung $U_{CX}(r)$ ist der Dichte der angeregten Atome proportional:

$$U_{CX}(r) = k' A^x n^x(r) = k' \sigma_{CX} v_{Li} n_{Li}(r) n_{CX}(r) \quad (IV.4)$$

k' = Proportionalitätskonstante

n^x = Dichte der Ionen $Z^{(q-1)+}$ im angeregten Zustand

n_{CX} = Dichte der Ionen Z^{q+}

n_{Li} = Dichte der Lithiumatome

σ_{CX} = Emissionswirkungsquerschnitt für Ladungsaustausch

v_{Li} = Geschwindigkeit der Lithiumatome

A^x = Übergangswahrscheinlichkeit der beobachteten Linie

Die Strahlung der Lithiumatome hingegen, hauptsächlich angeregt durch Elektronenstoß, wird aufgrund der hohen Geschwindigkeit der Teilchen über einen Bereich von einigen Zentimetern verschmiert. Während der Lebensdauer des angeregten Niveaus von 27,3 ns legt das Atom bei einer Energie von 15 keV eine Strecke von 1,8 cm zurück. Man mißt deshalb ein Spannungssignal, das eine Abhängigkeit von der Flugstrecke seit der Anregung beinhaltet. Die beobachtete Strahlung ist das Resultat der zwischen dem Plasmarand $r=0$ und dem Ort r

stattfindenden Anregungs- und Zerfallsprozesse.

$$U_{Li}(r) = \int_0^r k \frac{\langle \sigma v \rangle^{exc}}{A_{Li}} n_e(r') n_{Li}(r') \exp\left(-\frac{A_{Li}^x}{A_{Li}}(r-r')\right) dr' \quad (IV.5)$$

k = Proportionalitätskonstante
 $\langle \sigma v \rangle^{exc}$ = Ratenkoeffizient für Stoßanregung
 n_e = Elektronendichte
 A_{Li}^x = Übergangswahrscheinlichkeit für 2P-2S
 $= 3,66 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$

Die interessierende Größe ist die Anregungsfunktion $\langle \sigma v \rangle^{exc} n_e n_{Li}$; man erhält sie aus folgender Beziehung, die sich aus Gleichung (IV.5) ergibt:

$$\frac{A_{Li}}{A_{Li}^x} U'_{Li}(r) + U_{Li}(r) = k \langle \sigma v \rangle^{exc} n_e(r) n_{Li}(r) \quad (IV.6)$$

Der Strich bedeutet Ableitung nach dem Ort.

In vielen Fällen läßt sich der Verlauf der gemessenen Werte durch eine analytische Funktion $U(r)$ darstellen. Im allgemeinen muß dazu eine Anzahl von Parametern angepaßt werden, was durch geeignete numerische Methoden geschehen kann. Falls eine solche Darstellung nicht möglich ist, können U und U' durch andere numerische Verfahren (z.B. Splines) aus den Meßwerten bestimmt werden. In dieser Arbeit wurde die erste Methode angewandt.

IV.4.3 Bestimmung der Verunreinigungskonzentration aus dem Signalverhältnis

Durch die Umladungsreaktion zwischen Lithiumatomen und q-fach ionisierten Verunreinigungsteilchen Z^{q+} wird eine Bevölkerung angeregter Zustände mit der Dichte n^x im Ion $Z^{(q-1)+}$ verursacht. Diese Besetzung zerfällt durch spontane Übergänge unter Emission charakteristischer Linienstrahlung. Die inversen Raten für die Quell- und Verlustterme des angeregten Niveaus sind klein im Vergleich zur Dauer der Injektion der Lithiumatome, die hier 1 ms betrug. Man kann deshalb ein stationäres Verhalten der Dichte n^x annehmen und erhält dann für den Emissionskoeffizienten der beobachteten Strahlung den Ausdruck

$$\varepsilon = \frac{1}{4\pi} h\nu A^x n^x = \frac{1}{4\pi} h\nu \sigma_{cx} v_{Li} n_{Li} n_{cx} \quad (\text{IV.7})$$

$h\nu$ gibt die Photonenenergie der beobachteten Strahlung an; die anderen Größen haben die oben erklärte Bedeutung.

Die tatsächliche Meßgröße ist ein Spannungssignal U des Photomultipliers, für das gilt:

$$U = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda} \tau_{\lambda} L_{\lambda} d\lambda \cdot SVR\Omega = \varepsilon \tau SVR\Omega \quad (\text{IV.8})$$

τ stellt die Transmission des Nachweissystems dar, S beinhaltet die spektrale Empfindlichkeit des Photomultipliers und seine Verstärkung, L das Linienprofil und R den Meßwiderstand. V und Ω bezeichnen das Volumen und den Raumwinkel, aus denen Strahlung erfaßt wird. Der Index λ kennzeichnet spektrale Größen, die auf ein Wellenlängenintervall bezogen sind. In der Praxis sind die Integrationsgrenzen durch die Breite der Transmissionskurve des Interferenzfilters gegeben.

Es wurden jeweils die Li I-Resonanzlinie und die Ladungsaus-

tauschlinie simultan beobachtet. Für das jeweilige Spannungssignal erhält man:

$$U_{CX}(r) = \frac{\Omega}{4\pi} h\nu_{CX} F_{Li} l \tau_{CX} \sigma_{CX} n_{Li}(r) n_{CX}(r) S_{CX} R \quad (IV.9)$$

$$U_{Li}(r) = \frac{\Omega}{4\pi} h\nu_{Li} F_{Li} l \tau_{Li} \langle \sigma v \rangle^{exc} n_{Li}(r) n_e(r) S_{Li} R \quad (IV.10)$$

- U_j = gemessene Spannung für Lithiumsignal ($j = Li$)
oder Ladungsaustauschsignal ($j = CX$)
- Ω = genutzter Raumwinkel
- $h\nu$ = Photonenenergie der beobachteten Strahlung
- F_{Li} = Querschnitt des Li-Strahls
- l = Beobachtungslänge in Li-Strahlrichtung
- τ_j = Transmission der Beobachtungsoptik
- σ_{CX} = Emissionswirkungsquerschnitt für
Ladungsaustausch
- $\langle \sigma v \rangle^{exc}$ = Ratenkoeffizient für Stoßanregung des Lithiums
- S_j = spektrale Empfindlichkeit der Photomultiplier
incl. Verstärkung
- R = Meßwiderstand
- n_j = Dichte der Lithiumatome bzw. Ionen Z
- n_e = Elektronendichte

U_{Li} stellt das um die Flugzeiteffekte korrigierte Spannungssignal dar. Für den hier interessierenden Bereich der Temperatur kann in guter Näherung ein räumlich konstanter Ratenkoeffizient angenommen werden; deshalb ist in obigen Gleichungen $\langle \sigma v \rangle$ nicht als Funktion des Ortes dargestellt.

Die Aufspaltung der Übergänge durch den Zeemaneffekt ist so gering, daß alle Komponenten innerhalb der Transmissionsbreite des Interferenzfilters liegen.

Die Stoßanregung des 2P-Zustands des Lithiums erfolgt haupt-

sächlich durch Elektronenstoß. Der Anteil durch Protonenstöße ist jedoch nicht vernachlässigbar. Für den Temperaturbereich $10 \text{ eV} < kT < 100 \text{ eV}$ gilt /83/:

$$\langle \sigma v \rangle_e = 6,0 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s} \quad (30 \text{ keV}, 15 \text{ keV})$$

$$\langle \sigma v \rangle_p = 3,8 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s} \quad (30 \text{ keV}) ; \langle \sigma v \rangle_p = 2,0 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s} \quad (15 \text{ keV})$$

In Gleichung (IV.10) ist deshalb $\langle \sigma v \rangle^{\text{exc}} n_e$ zu verstehen als $\langle \sigma v \rangle_p \cdot n_p + \langle \sigma v \rangle_e \cdot n_e$ mit $n_e = n_p$.

Als Verlustprozeß ist nur spontaner Zerfall angenommen worden. Dies ist gerechtfertigt für den Dichtebereich in der Plasmarandschicht. Der Ratenkoeffizient für Ionisation aus dem 2P-Niveau des Lithiums beträgt ca. $6 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$ /84/. Die Ionisationsrate muß verglichen werden mit der Zerfallsrate für spontane Übergänge $A_{\text{Li}}^x = 3,66 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$. Beide sind erst gleich bei einer Elektronendichte von $4,6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Diese Dichten werden in der Randschicht nicht erreicht. Man darf deshalb ohne großen Fehler die Ionisation aus dem angeregten Zustand vernachlässigen und kann dann ohne weitere Kenntnis der Plasmaeigenschaften aus dem Verhältnis der gemessenen Spannungen die Konzentration des Verunreinigungsions bestimmen.

$$\frac{n_{\text{cx}}(r)}{n_e(r)} = \frac{U_{\text{cx}}(r) \lambda_{\text{cx}} \tau_{\text{Li}}}{U_{\text{Li}}(r) \lambda_{\text{Li}} \tau_{\text{cx}}} \frac{\langle \sigma v \rangle^{\text{exc}} S_{\text{Li}}}{\sigma_{\text{cx}} v_{\text{Li}} S_{\text{cx}}} \quad (\text{IV.11})$$

Somit kann man ohne die Annahme irgendwelcher Plasmamodelle durch räumlich aufgelöste Messung bei einer einzigen Wellenlänge das Konzentrationsprofil einer Ionisationsstufe erhalten.

Will man absolute Dichten erhalten und/oder die Ionisation aus dem angeregten Niveau mitberücksichtigen, werden $n_e(r)$ -

Profile benötigt. Diese können entweder aus der Abschwächung des Li-Strahls gewonnen werden oder aus anderen Messungen (siehe beispielsweise / 37,85/) bestimmt werden.

IV.4.4 Berücksichtigung des Ladungsaustauschs aus dem angeregten Niveau

Der Wirkungsquerschnitt für den Ladungsaustauschprozeß $C^{5+} + Li(2S) \rightarrow C^{4+} + Li^+$ ist für Lithiumstrahlenergien von 20 und 30 keV aus atomphysikalischen Messungen bekannt /73/. Dabei wurden Kohlenstoffionen auf ein Li-Dampftarget gestrahlt, dessen Atome sich im Grundzustand befanden. Bei der Anwendung der Umladungsspektroskopie im Plasma kann man nicht von diesen idealen Voraussetzungen ausgehen. Durch Stoßprozesse zwischen Lithiumatomen und Elektronen bzw. Protonen werden auch angeregte Niveaus besetzt, aus denen ebenfalls Elektroneneinfang durch Verunreinigungsionen erfolgt. Dabei ist die Bevölkering des Resonanzniveaus 2P nicht vernachlässigbar.

Im Gleichgewicht zwischen Stoßanregung und Strahlungszerfall ergibt sich bei einer Elektronendichte von $1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ein Besetzungsverhältnis n_{2P}/n_{2S} von rund 20%. Eine genauere Betrachtung muß die Ionisation der Atome als Verlustprozeß berücksichtigen. Dies führt auf das folgende Ratengleichungssystem für den Li-Grundzustand 2S (n_{2S}), den angeregten Zustand 2P (n_{2P}) und die Li-Ionen (n_+), das für ein vorgegebenes Dichteprofil gelöst werden muß:

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_{2s}}{dt} &= v \frac{\partial n_{2s}}{\partial x} = -n_{2s} (\langle \sigma v \rangle_e^{\text{exc}} + \langle \sigma v \rangle_p^{\text{exc}}) n_e - n_{2s} (\langle \sigma v \rangle_e^{\text{ion}} + \langle \sigma v \rangle_p^{\text{cx}}) n_e + n_{2p} A_{\text{Li}}^* \\
 \frac{dn_{2p}}{dt} &= v \frac{\partial n_{2p}}{\partial x} = n_{2p} (\langle \sigma v \rangle_e^{\text{exc}} + \langle \sigma v \rangle_p^{\text{exc}}) n_e - n_{2p} (\langle \sigma v \rangle_e^{\text{ion}} + \langle \sigma v \rangle_p^{\text{cx}}) n_e - n_{2p} A_{\text{Li}}^* \\
 \frac{dn_*}{dt} &= v \frac{\partial n_*}{\partial x} = n_{2s} (\langle \sigma v \rangle_e^{\text{ion}} + \langle \sigma v \rangle_p^{\text{cx}}) n_e + n_{2p} (\langle \sigma v \rangle_e^{\text{ion}} + \langle \sigma v \rangle_p^{\text{cx}}) n_e
 \end{aligned}
 \tag{IV.12}$$

Die Indizes an den Ratenkoeffizienten kennzeichnen Anregung (exc), Ionisation (ion) und Ladungsaustausch (cx) durch Elektronen (e) oder Protonen (p).

Es wurde Stationarität angenommen; die benutzten Werte für die Anregungs- und Ionisationsratenkoeffizienten sind Ref. /83/ entnommen.

Dieses Gleichungssystem wurde numerisch gelöst unter Vorgabe verschiedener Dichte- bzw. Temperaturprofile. Abb. IV.6 zeigt die Teilchendichte in den drei betrachteten Zuständen als Funktion der Eindringtiefe ins Plasma für ein angenommenes parabelförmiges Dichteprofil ($n_{e0} = 1,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) und ein doppelparabolisches Temperaturprofil ($kT_{e0} = 1000 \text{ eV}$) /86/.

Mit einer Elektronendichteverteilung, die für die TEXTOR-Entladung 26964 aus den HCN-Interferometriemessungen erhalten wurde, sind die in Abb. IV.7 dargestellten Ergebnisse berechnet worden. (Dies ist eine der Entladungen, bei denen Ladungsaustauschsignale gemessen wurden, s.u.) Man findet ein mit der Eindringtiefe ansteigendes Besetzungsverhältnis zwischen dem angeregten und dem Grundzustand (s. Abb. IV.8).

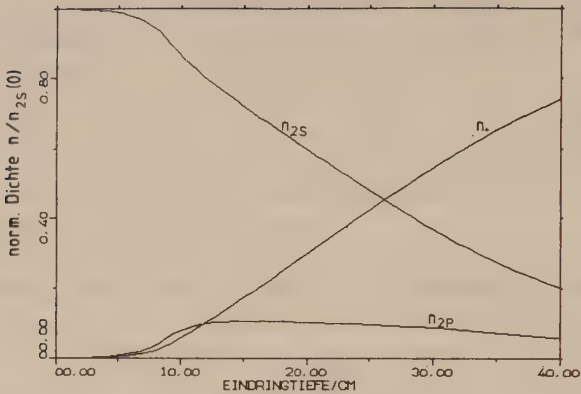


Abb. IV.6: Berechnete Besetzungsdichte der Lithiumatome als Funktion der Eindringtiefe ins Plasma für eine zentrale Elektronendichte von $1,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und eine Temperatur von 1000 eV

Ähnliche Ergebnisse liefert eine Rechnung, die für die Verhältnisse am Tokamak TEXT durchgeführt wurde /87/. Hier zeigte sich, daß Laser-induzierte Fluoreszenz am 2S-2P - Übergang nur bei Elektronendichten unterhalb $2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ erfolgversprechend eingesetzt werden kann.

Um den Einfluß durch Ladungsaustausch aus dem 2P-Niveau zu berücksichtigen, muß in Gleichung (IV.9) deshalb der Faktor

$\sigma_{cx} n_{\text{Li}} n_{cx}$ durch

$$\sigma_{2s} n_{2s} n_{cx} \left[1 + \frac{n_{2p} \sigma_{2p}}{n_{2s} \sigma_{2s}} \right]$$

ersetzt werden, wobei n_{2s} und n_{2p} die Lithiumdichte im Grund- bzw. angeregten Zustand bedeuten sowie σ_{2s} und σ_{2p} den Emissionswirkungsquerschnitt für Ladungsaustausch aus dem Li(2S)- bzw. Li(2P)- Niveau bezeichnen. Entsprechend folgt für die

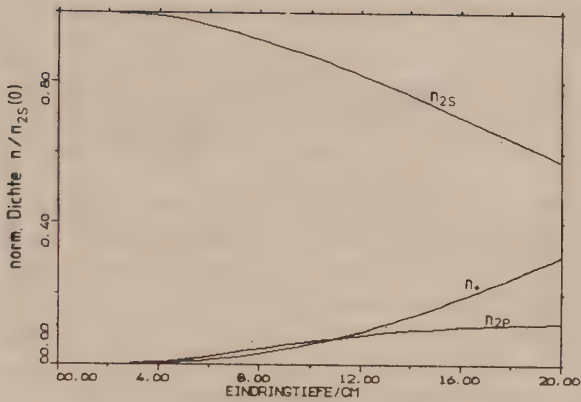


Abb. IV.7: Berechnete Besetzungsdichte der Lithiumatome als Funktion der Eindringtiefe des Li-Strahls ins Plasma für Verhältnisse der TEXTOR-Entladung 26964

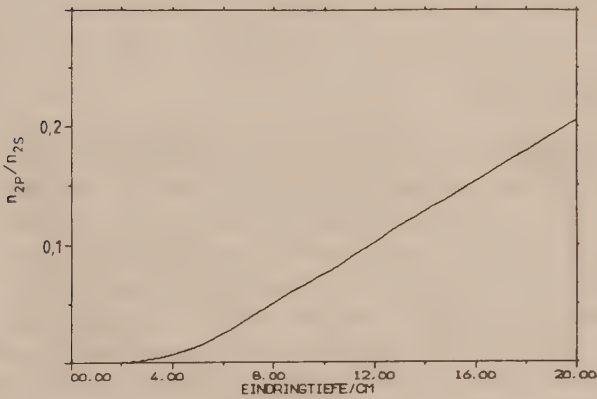


Abb. IV.8: Besetzungsverhältnis n_{2P}/n_{2S} als Funktion der Eindringtiefe für die Bedingungen der Entladung 26964

Konzentration aus dem Verhältnis der Meßsignale (Gl. IV.11):

$$\frac{n_{CX}(r)}{n_e(r)} = \frac{U_{CX} \lambda_{CX} \tau_{Li}}{U_{Li} \lambda_{Li} \tau_{CX}} \frac{\langle \sigma v \rangle}{\sigma_{2s} v_{Li} \left[1 + \frac{n_{2p} \sigma_{2p}}{n_{2s} \sigma_{2s}} \right]} \frac{S_{CX}}{S_{Li}} \quad (IV.13)$$

Der Wirkungsquerschnitt für Umladung aus dem angeregten Niveau ist nicht bekannt. Ausgehend von der inversen Abhängigkeit des Querschnitts von der Ionisationsenergie des Elektrons, das vom Ion eingefangen wird ($\sigma \sim I^{1,5 \dots 2}$) /79,88/ kann ein Wert von $\sigma_{2p} = 4 - 5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ abgeschätzt werden. Dabei handelt es sich um eine grobe Abschätzung; es ist geplant, diesen Wirkungsquerschnitt experimentell zu bestimmen /89/. Die Korrektur durch Berücksichtigung der Umladung aus dem angeregten Niveau ist also nicht vernachlässigbar. Der Einfluß des zusätzlich auftretenden Summanden $(n_{2p} \sigma_{2p}) / (n_{2s} \sigma_{2s})$ kann im Bereich der von uns beobachteten Eindringtiefe den Wert 0,3 erreichen.

IV.4.5 Rohdaten

Mit der beschriebenen Methode des Ladungsaustauschs mit Lithiumatomen konnte erstmals nicht-vollständig ionisierter Kohlenstoff im Plasma nachgewiesen werden. Die Messungen, die noch vor einer längeren Betriebspause von TEXTOR durchgeführt werden konnten, erfolgten bei einer Li-Strahlenergie von 15 keV. Wegen technischer Probleme mit der Ofenheizung der Li-Quelle konnte nur ein äquivalenter Neutralteilchenstrom von 1 mA ins Plasma injiziert werden. Die Modulationsfrequenz des Strahls betrug 500 Hz. Typische Entladungsbedingungen für das D₂-Plasma waren: I = 350 kA, B = 2,6 T, $n_e = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $kT_e = 1,2 \text{ keV}$.

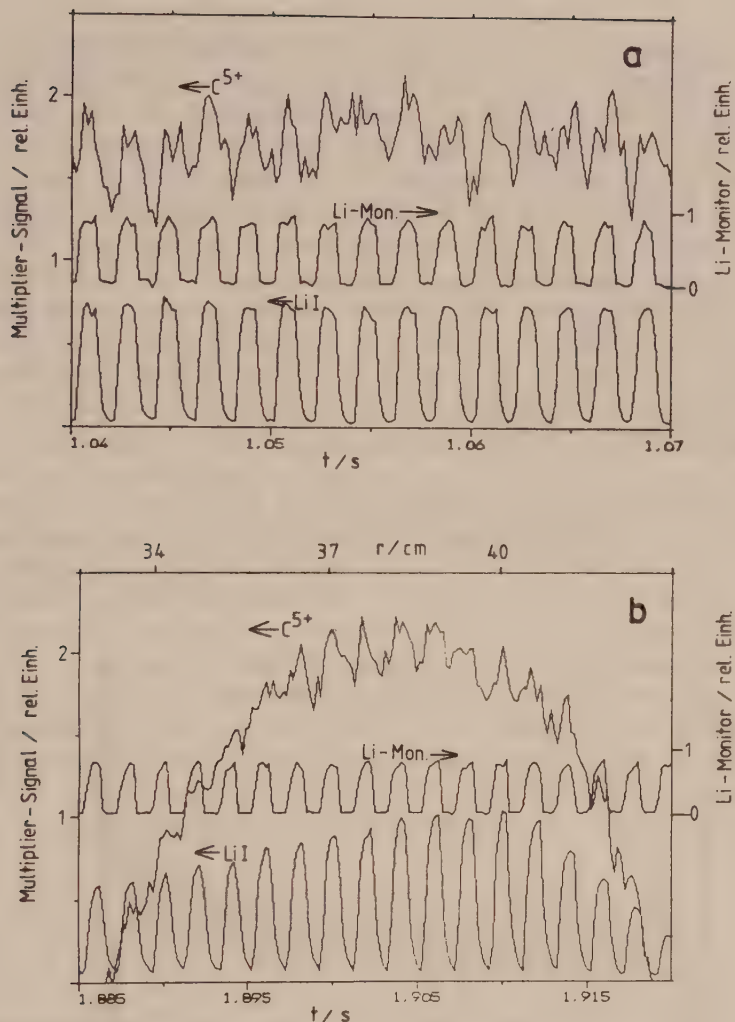


Abb. IV.9: Gemessene Rohdaten bei den Wellenlängen 494,6 nm (C^{5+}), wo Emission nach der Reaktion $C^{5+} + Li \rightarrow C^{4+} + Li^+$ erwartet wird, und 670,8 nm (Li I, Li-Resonanzlinie). Zum Vergleich ist das Monitorsignal des gepulsten Li-Strahls eingezeichnet. In Teil a) für eine feste radiale Position ($r=40$ cm) als Funktion der Zeit, in Teil b) als Funktion des Ortes während 35 ms der TEXTOR-Entladung.

Wir registrierten die nach dem Ladungsaustauschprozeß $C^{5+} + Li \Rightarrow C^{4+} + Li^+$ vom C^{4+} -Ion emittierte Strahlung der Wellenlänge 494,6 nm, entsprechend dem Übergang 7I - 6H. Die gemessene Strahlungsleistung (ohne jegliche Korrektur) bei dieser Wellenlänge ist in Abb. IV.9 für zwei TEXTOR - Entladungen gezeigt. Ebenfalls zu sehen ist das Strahlmonitorsignal, gegeben durch die abgelenkten Ionen (s.o.), und das Signal durch die Li I-Linie. Die Messung in Teil a) der Abb. IV.9 wurde bei fester radialer Position, $r = 40$ cm, vorgenommen. Teil b) zeigt die Verhältnisse, wenn die Emission in radialer Abhängigkeit aufgenommen wird. Während des Zeitraums von 35 ms wird die Strecke von 10 cm gerade einmal durch den Schwingspiegel überstrichen.

Die Korrelation der C^{4+} -Signale mit der Modulation des Li-Strahls ist eindeutig zu erkennen. Der Vorteil eines gepulsten Strahls für die Diskriminierung des Nutzsignals gegen den Untergrund wird vor allem bei der radialen Messung (Abb. IV.9b) deutlich. Die Höhe des Signals aufgrund der Ladungsaustauschreaktion beträgt nur max. 5% des Untergrunds, der hauptsächlich durch Linienstrahlung verursacht wird (s. Kap. V). Zum Vergleich dazu ist die Intensität des Li I-Resonanzübergangs ebenfalls in Abb. IV.9b) eingezeichnet. Die Einhüllende beider Meßsignale wird im wesentlichen durch die früher bereits erläuterte Abschattung des Lichts erklärt.

IV.4.6 C^{5+} -Konzentration

Aus den gemessenen Spannungen erhält man nach Durchführung der beschriebenen Korrekturen und Subtraktion des Untergrunds das Nutzsignal U_{Li} und U_{CX} . Im Fall der CX-Linie des Ions C^{4+} bei 494,6 nm folgt aus dem Verhältnis der Spannungen die Konzentration der C^{5+} -Ionen. In Abb. IV.10 ist sie bei konstan-

ter radialer Position ($r = 40$ cm) für die gesamte Dauer der Entladung 26962 dargestellt. Zu Beginn der Entladung ($t < 0,5$ s) verursachen Änderungen der Plasmalage Variationen der Konzentration. Entsprechende Oszillationen sind auch auf anderen Signalen vorhanden (s. Abb. IV.11). Während der folgenden 1,5 s sind die Plasmalage und die Elektronendichte relativ konstant (s. Abb. IV.11). Die Schwankungen in der C^{5+} -Konzentration sind auch während dieses Zeitraums vorhanden. Sie sind z.T. durch Plasmaeigenschaften verursacht (vgl. mit D- und C-Fluß vom Limiter, Abb. IV.11), z.T. sind sie Folge des geringen Signal/Untergrundverhältnisses. Es ist hauptsächlich durch die geringe Dichte der injizierten Lithiumatome bestimmt, die bei diesen Messungen aus bereits erwähnten Gründen hingenommen werden mußte. Mittelt man über die Schwankungsbreite des Signals, ergibt sich eine über die gesamte Entladung gleichbleibende C^{5+} -Konzentration von 5% der Elektronendichte.

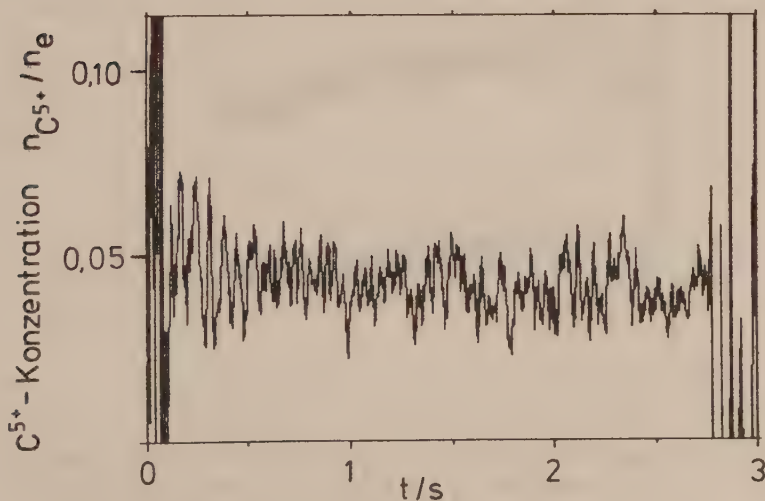


Abb. IV.10: C^{5+} -Konzentration als Funktion der Entladungsdauer bei einer festen Position ($r=40$ cm)

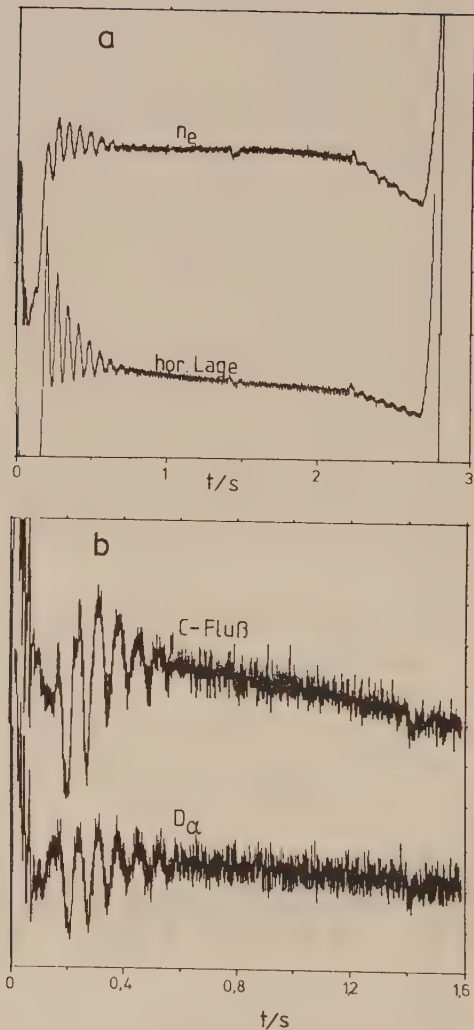


Abb. IV.11: Plasmaeigenschaften als Funktion der Zeit für die Entladung 26962. a) Elektronendichte n_e am Plasma-radius $r = 40$ cm und horizontale Lage des Plasmas; b) Kohlenstoff-Fluß vom Limiter und Intensität der Balmer- α -Linie von Deuterium. Man beachte die unterschiedlichen Zeitachsen in a) und b).

Aus dem gleichen Grund ist auch keine eindeutige radiale Abhängigkeit der C^{5+} -Konzentration zu erkennen. In Abb. IV.12 ist die Konzentration als Funktion des Radius für die Entladung 26964 gezeigt. Hier wurde über 7 aufeinanderfolgende Scans gemittelt. Die Plasmabedingungen sind während dieses Zeitraums konstant geblieben. Auch hier ergibt sich eine mittlere Konzentration von 5% der Elektronendichte. Die Konzentration scheint zum Rand hin anzusteigen; da sich der Meßbereich nur bis zu einem Radius von $r = 42$ cm erstreckt, war diese Tendenz nicht zu überprüfen.

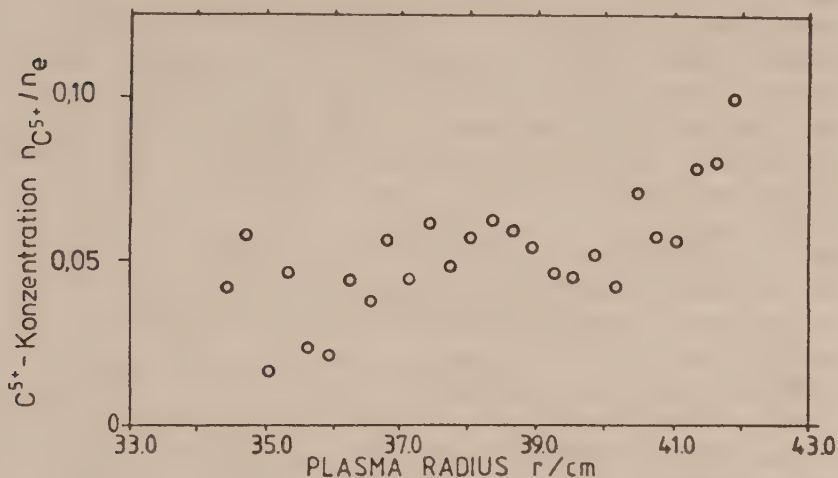


Abb. IV.12: C^{5+} -Konzentration als Funktion des Plasmaradius

Trotz der ungünstigen experimentellen Bedingungen ist es erstmals gelungen, C^{5+} mit dieser Diagnostikmethode nachzuweisen. Der Li-Strom war allerdings zu gering, um Signale von Ladungsaustauschreaktionen mit anderen Ionen bzw. aus anderen Ionisationszuständen zu erhalten. Im folgenden Abschnitt wer-

den diese Ergebnisse diskutiert, in Kap. V wird dann eine Abschätzung für die benötigte Li-Dichte gegeben, die zur Beobachtung von Ladungsaustauschlinien anderer Ladungszustände und unterschiedlicher Ionen injiziert werden sollte.

IV.5. Diskussion

Mit der Methode der Lithiumstrahl-aktivierten Umladungsspektroskopie wurden C^{5+} -Konzentrationen von rund 5% der Elektrodendichte gefunden /90/. Dieser Wert ist für TEXTOR-Bedingungen ("all carbon machine") nicht ungewöhnlich /68/. Er wird gestützt durch die Sauerstoffkonzentration, die man aus Messungen der Kontinuumsstrahlung im weichen Röntgenbereich erhält. Für die Entladungen 26962 und 26964 ergaben sich O-Konzentrationen von ca. 4% /91/. Für Kohlenstoff kann man die gleiche Konzentration annehmen, da für C und O gleiche Flußdichten gemessen werden /55,91/.

Die von uns festgestellte Konzentration von 5% bezieht sich nur auf einen Ladungszustand, nämlich C^{5+} . Die Gesamtkonzentration an Kohlenstoff ist umso höher, je geringer der Anteil in diesem Ionisationszustand ist.

Man kann den Bruchteil der Kohlenstoffatome in einem bestimmten Ladungszustand über das Ionisationsgleichgewicht abschätzen. In Tokamakplasmen kann Koronagleichgewicht angenommen werden; das bedeutet, daß Anregung und Ionisation durch Elektronenstoß aus dem Grundzustand erfolgen, während die angeregten Zustände durch Strahlungsprozesse zerfallen. Die Rekombination wird durch Strahlungs- und dielektronische Reaktionen beschrieben.

Das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Ionisationszustän-

de ist dann durch die Ratenkoeffizienten S für Ionisation und α für Rekombination gegeben:

$$\frac{n_q}{n_{q-1}} = \frac{S}{\alpha}$$

Es ist unabhängig von der Elektronendichte, solange deren Einfluß auf die dielektronische Rekombination vernachlässigt werden kann /92/. Für Dichten, die in Tokamakplasmen herrschen, ist dies ohne größere Fehler möglich.

Die maximale Häufigkeit des Kohlenstoffions C^{5+} liegt unter diesen Bedingungen bei einer Temperatur entsprechend 86 eV vor /92,93/. Diese Temperatur wird in der im Experiment beobachteten Region erreicht. Nimmt man ein doppeltparabelförmiges Temperaturprofil an, $T(r) = T_0 (1-(r/a)^2)^2$, $kT_0 = 1,2$ keV für Entladung 26962, 26964, so ist bei $r = 39$ cm der Wert $kT = 86$ eV erreicht. Diese Position liegt genau im beobachteten Bereich.

Die Konzentration sollte daher außerhalb des Radius, an dem die C^{5+} -Dichte maximal ist, ihren größten Wert besitzen, da die Elektronendichte mit ansteigendem Radius abnimmt.

Die Berechnung des Ionisationsgleichgewichts läßt die Diffusion der Ionen unberücksichtigt. Sie führt dazu, daß hochgeladene Ionen auch in Bereichen niedrigerer Temperatur als nach dem Ionisationsgleichgewicht berechnet vorhanden sind. Die Lage der maximalen Konzentration eines bestimmten Ladungszustands wird aber kaum beeinflusst. Man kann davon ausgehen, daß das Maximum der C^{5+} -Konzentration am Rand oder gerade außerhalb des beobachteten Bereichs liegt. Da der Aufbau des Beobachtungssystems während der Meßperiode von TEXTOR, also bei geschlossenem Gefäß vorgenommen werden mußte, konnte der tatsächlich beobachtete Radius erst nach der TEXTOR-Stillegung festgestellt werden.

V. Analyse der Untergrundstrahlung

V.1 Ursprung der Untergrundstrahlung

Die hier vorgestellte Meßmethode besitzt die erläuterten Vorteile einer aktiven Diagnostik. Neben dem aus einem lokal wohldefinierten Gebiet stammenden Nutzsignal wird aber auch die Strahlungsemission des Plasmas entlang des gesamten Sehstrahls aufgenommen. Der Anteil dieser Strahlung, der vom Beobachtungssystem transmittiert wird (was im wesentlichen von der spektralen Breite der Interferenzfilter bestimmt ist), gelangt mit dem Nutzsignal auf den Detektor und verursacht ein unerwünschtes und unvermeidbares Untergrundsignal. Die dieses Signal hervorrufende Strahlung besteht im allgemeinen aus einem kontinuierlichen Spektrum und einem diskreten, durch Linienstrahlung erzeugten Anteil.

Im folgenden wird der bei unseren Messungen dominante Anteil ermittelt; danach wird abgeschätzt, welche Teilchendichten an neutralem Lithium benötigt werden, um bei anderen Ladungsaustauschreaktionen ein hinreichend intensives Nutzsignal zu erhalten. Dabei erfolgt eine Beschränkung auf Linien im sichtbaren Spektralbereich, da nur diese mit der Glasoptik des Beobachtungssystems nachgewiesen werden können. Es handelt sich um folgende Ionen und zugehörige Wellenlängen /73/: O^{5+} , 493,2 nm; C^{4+} , 465,9 nm; O^{4+} , 463,2 nm; O^{7+} , 388,9 nm.

V.2. Kontinuumsstrahlung

V.2.1 Zusammensetzung

Die aus dem Plasma emittierte Kontinuumsstrahlung besteht aus

Brems- und Rekombinationsstrahlung. Erstere wird erzeugt durch Beschleunigung eines Elektrons im Feld eines Ions. Da sich das Elektron vor und nach dem Stoß in einem ungebundenen Zustand befindet, spricht man von einem frei-frei-Übergang.

Die Rekombination beruht auf einem frei-gebunden-Übergang. Ein Ion kann ein freies Elektron in einen gebundenen Zustand einfangen; die überschüssige Energie wird als kontinuierliches Spektrum emittiert. Es existiert dabei jeweils eine minimale Energie, die durch die Ionisationsenergie des entsprechenden Quantenzustands gegeben ist. Daraus folgt, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, daß für den sichtbaren Spektralbereich (1,8 - 3,1 eV Photonenenergie), der hier nur betrachtet wird, der Hauptbeitrag zur Kontinuumsstrahlung von der Bremsstrahlung stammt.

Die Anzahl der pro Volumen-, Zeit-, Raumwinkel- und Frequenzeinheit emittierten Photonen (d.h. der spektrale Emissionskoeffizient dividiert durch die Photonenenergie) ist für Bremsstrahlung durch

$$P_v^{ff} = \frac{2^{7/2} \pi^{1/2}}{3^{3/2}} \frac{e^6}{(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 m_e^{3/2} h} g_{ff} (kT)^{-1/2} n_e n_i Z^2 \frac{1}{\nu} e^{-h\nu/kT} \quad (v.1)$$

und für Rekombinationsstrahlung durch

$$P_v^{fg} = \frac{2^{7/2} \pi^{1/2}}{3^{3/2}} \frac{e^6}{(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 m_e^{3/2} h} g_{fg} (kT)^{-3/2} n_e n_i Z^4 \cdot \sum \frac{\xi}{n^3} \chi_n e^{X_n/kT} \frac{1}{\nu} e^{-h\nu/kT} \quad (v.2)$$

gegeben /94,95/.

n = Hauptquantenzahl eines Zustands

$n_{e,i}$ = Elektronen- bzw. Ionendichte

- Z = Ladungszahl des Ions
 g = Gauntfaktor
 χ_n = Ionisationsenergie des Zustands n
 ξ = Anzahl freier Plätze im Zustand n

Die Summierung erstreckt sich nur über diejenigen Niveaus n , die aufgrund ihrer energetischen Lage überhaupt zu einem Signal im sichtbaren Spektralbereich beitragen können.

Das Verhältnis dieser beiden Zahlen,

$$\frac{P_{ff}}{P_{fg}} = kT \frac{g_{ff}}{g_{fg}} \frac{1}{Z^2} \frac{1}{\sum \frac{\xi}{n^3} \chi_n e^{\chi_n/kT}} \quad (V.3)$$

ist für $1,8 \text{ eV} < kT < 3,1 \text{ eV}$ groß gegen eins. Zu der Summe tragen nur Zustände bei, für die $\chi_n < h\nu$ ist. Deshalb müssen angeregte Zustände besetzt werden, für die $\xi = 2n^2$ und $\chi_n = (Z/n)^2 \chi_H$ angesetzt werden kann. Damit folgt

$$\frac{P_{ff}}{P_{fg}} = \frac{g_{ff}}{g_{fg}} \cdot \frac{1}{\sum \frac{2\chi_H}{n^3 kT} \exp\left(\frac{Z^2 \chi_H}{n^2 kT}\right)} \quad (V.4)$$

Für O^{8+} und C^{6+} müßten bei einer Grenzwellenlänge von 400 nm ($\approx 3,1 \text{ eV}$) Zustände mit $n > 16$ bzw. $n > 12$ besetzt werden. Damit folgt aus Gleichung (V.4), daß in diesem Bereich die frei-frei-Strahlung überwiegt.

V.2.2 Beitrag der Bremsstrahlung

Von der durch das Beobachtungssystem aufgefangenen Strahlung gelangt nur der Teil auf den Detektor, dessen Wellenlänge in den Transmissionsbereich des jeweiligen Interferenzfilters fällt. Die (vollen) Halbwertsbreiten der Filter liegen bei

0,5-1,8 nm.

Der transmittierte Anteil der Kontinuumsstrahlung ergibt sich durch Integration des Produkts aus erfaßtem Photonenfluß und Filterdurchlaßkurve über den gesamten Frequenzbereich. Die Transmission der Filter kann durch eine Gaußfunktion dargestellt werden. Wegen der geringen Halbwertsbreite gilt dies sowohl für die Darstellung als Funktion der Wellenlänge,

$$\tau(\lambda) = \tau_{\lambda} \exp\left\{-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2 \beta^2}\right\} \quad (\text{V.5})$$

wie auch als Funktion der Frequenz,

$$\tau(\nu) = \tau_{\nu} \exp\left\{-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2 \beta_F^2}\right\} \quad (\text{V.6})$$

$2 \cdot \sqrt{2 \ln 2} \cdot \beta$ gibt die volle Halbwertsbreite an, $\beta_F = \beta \nu_0^2 / c$.

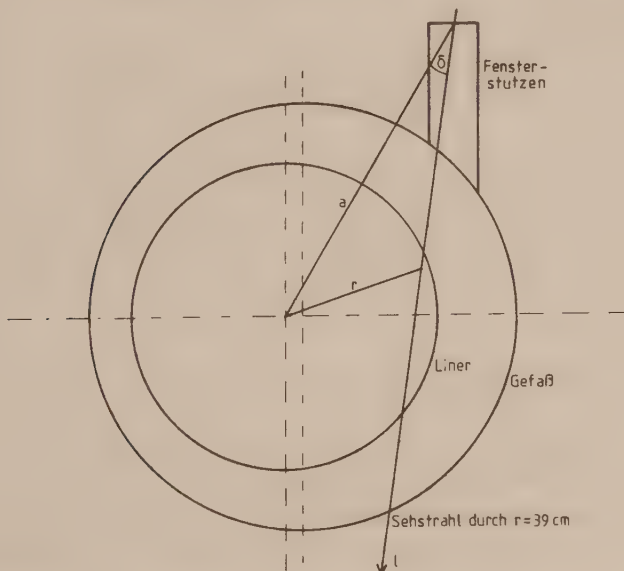


Abb. V.1: Geometrische Beziehungen bei der Beobachtung der Plasmaemission

Da die Untergrundstrahlung über den gesamten Sehstrahl integriert wird, werden Plasmabereiche mit unterschiedlicher Dichte und Temperatur erfaßt. Zur Bestimmung der aufgenommenen Strahlungsmenge muß der Photonenfluß mit der entsprechenden räumlichen Abhängigkeit der Dichte und Temperatur über die beobachtete Strecke integriert werden. Da die Richtung des Sehstrahls nicht senkrecht zur Äquatorebene des Plasmas verläuft (vgl. Abb. V.1), gilt für die Verknüpfung der Koordinate l in Sehstrahlrichtung mit dem Plasmaradius r die Beziehung

$$r^2 = (l^2 + a^2 - 2 a l \cos \delta), \quad (V.7)$$

mit $a = 1020$ mm und $\delta = 22^\circ$.

Die entlang des Sehstrahls aufgesammelte und vom Interferenzfilter transmittierte Bremsstrahlung erhält man somit durch folgende Integration:

$$P_{ff} = \int_0^{l_2} \int_{l_1} K g_{ff} (k T_0)^{-1/2} n_{e0} n_{i0} Z^2 \left[1 - \frac{l^2 + a^2 - 2 a l \cos \delta}{r_L^2} \right] \cdot \tau(\nu) \cdot \frac{1}{\nu} \exp \left\{ - \frac{h\nu}{k T_0 [1 - (l^2 + a^2 - 2 a l \cos \delta) / r_L^2]^2} \right\} dl d\nu \quad (V.8)$$

$K = 7,63 \cdot 10^{-21} \text{ (eV)}^{1/2} \text{ m}^3/\text{sr s}$, r_L ist der Linerradius. Hier werden wieder parabelförmige Profile für Dichte und Temperatur angesetzt; die zentralen Größen sind durch den Index 0 gekennzeichnet. l_1 und l_2 ergeben sich aus Gl.(V.7) zu 552 und 1336 mm.

Der Wert des Doppelintegrals wurde für die Fälle der Ladungsaustauschlinien im sichtbaren Bereich mit der Transmissionskurve des entsprechenden Interferenzfilters numerisch bestimmt. Dabei wurde eine zentrale Temperatur von 1000 eV angenommen. Die Temperaturabhängigkeit durch den Exponentialfaktor ist aber nur gering, so daß diese Werte auch für ande-

re Temperaturen benutzt werden können.

Bezieht man die Ionendichte n_i auf die Elektronendichte, $n_i = n_{e_0}$, ergibt sich unter der Annahme eines Raumwinkels von $2 \cdot 10^{-2}$ sr für die Bedingungen bei 494,6 nm:

$$P_{ff} \Omega (kT_0)^{1/2} / (n_{e_0}^2 f Z^2) = 4,6 \cdot 10^{-26} \text{ (eV)}^{1/2} \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$$

Aus einem reinen H-Plasma ($f=1$, $Z=1$) mit $kT_0 = 1000$ eV, $n_{e_0} = 1,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ würde bei $\lambda = 494,6$ nm eine Photonendichte durch Kontinuumsstrahlung von

$$S_K = 3,2 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

den Detektor erreichen.

V.3. Beiträge durch Linienstrahlung

Neben der Kontinuumsstrahlung trägt auch Linienstrahlung, die nicht aufgrund der $Z^{q+} + \text{Li}$ Ladungsaustauschreaktion emittiert wird, zum Untergrund bei. Quelle dieser Strahlung sind die gleichen Übergänge, die auch nach dem Li-Umladungsprozeß stattfinden. Das obere Niveau des zugehörigen Übergangs muß dann durch Stoßprozesse bevölkert worden sein, die nicht mit dem injizierten Li-Strahl korreliert sind. Mögliche Prozesse dafür sind Stoßanregung, Ladungsaustausch mit Wasserstoffatomen und Rekombination, die im folgenden näher betrachtet werden. Des weiteren können andere Übergänge zur Untergrundstrahlung beitragen, wenn ihre Wellenlängen in das spektrale Fenster des jeweiligen Filters fallen.

Für die Randschichttemperaturen von 10-100 eV ist die Stoßanregung der hochliegenden Niveaus, die nach Ladungsaustausch mit Lithium besetzt werden, relativ gering. Der 7I-Zustand des Ions C^{4+} besitzt eine Energie von über 300 eV, so daß

kein nennenswerter Beitrag zur Untergrundstrahlung durch Elektronenstoßanregung erfolgt.

Dieses Niveau kann aber durch Ladungsaustauschprozesse mit Wasserstoffatomen besetzt werden. Der Anteil des neutralen Wasserstoffs beträgt in der Plasmarandschicht ca. 10^{-3} der Elektronendichte /96/. Wegen der höheren Ionisationsenergie des H-Atoms werden bevorzugt Zustände mit kleinerer Hauptquantenzahl n besetzt als bei Reaktionen mit Lithium. Man kann das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang in das gleiche Niveau abschätzen /16,97/ zu $\sigma(H)/\sigma(Li) \approx 1/25$. Für die Reaktion $C^{5+} + H \rightarrow C^{4+} + H^+ + \lambda(494,6 \text{ nm})$ erhält man mit $\Omega = 2 \cdot 10^{-2} \text{ sr}$, $v_H = 1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$, $n_H = 10^{-3} n_e$, $n_{CX} = 0,05 n_e$, $l_H = 20 \text{ cm}$ und $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ über

$$S_{CX} = \frac{\Omega}{4\pi} \sigma_{CX} v_H n_H n_{CX} l_H \quad (V.9)$$

$$S_{CX} = 5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Ein weiterer Prozeß, der zur Emission von Linienstrahlung führt, ist dielektronische Rekombination. Dabei handelt es sich um einen Mehr-Stufen-Prozeß.

Ein Plasmaelektron wird strahlungslos in einen hochliegenden Zustand eines Ions eingefangen bei gleichzeitiger Anregung eines gebundenen Elektrons des Ions, so daß ein doppelt-angeregter Zustand entsteht:



(nl) bezeichnet den Zustand des eingefangenen Elektrons, i und j die Zustände des gebundenen Elektrons vor und nach dessen Anregung.

Bei diesem Prozeß muß die folgende Energiebedingung erfüllt sein:

$$W_e = W_j - W_i + W_{nl}$$

Das bedeutet, daß dielektronische Rekombination - anders als z.B. Strahlungsrekombination - ein resonanter Prozeß ist.

Der doppelt-angeregte Zustand ist nicht stabil, da seine Energie oberhalb der ersten Ionisationsgrenze des Ions $Z^{(q-1)+}$ liegt. Er kann durch den inversen Prozeß der Autoionisation wieder zerfallen. In diesem Fall hat keine Rekombination stattgefunden.

Der zur Autoionisation alternative Prozeß besteht in einem Strahlungsübergang des inneren Elektrons in einen Zustand, der unterhalb der Ionisationsgrenze liegt:

$$Z^{(q-1)+}(j, nl) \longrightarrow Z^{(q-1)+}(i, nl)$$

Durch diesen stabilisierenden Schritt wird die Rekombination gewährleistet. Der entstandene einfach angeregte Zustand $Z^{(q-1)+}(i, nl)$ kann dann durch Kaskadenübergänge in den Grundzustand übergehen.

Da für Ionen mit niedriger Kernladungszahl ($Z < 10$) vom Plasmaelektron Zustände besetzt werden, die durch Hauptquantenzahlen $n \geq 10$ charakterisiert sind /98/, verteilt sich die bei diesen Übergängen emittierte Strahlung entsprechend den Verzweigungsverhältnissen auf einen großen Wellenlängenbereich. Der Anteil der Untergrundstrahlung im hier zu betrachtenden spektralen Bereich ist daher gering.

Man kann den Ratenkoeffizienten für dielektronische Rekombination in einen vorgegebenen Zustand (j, nl) abschätzen durch eine von Burgess /99/ angegebene Formel:

$$\alpha_{DR} = C \frac{g_a}{g_i} A T^{-3/2} \exp(-E_i/kT) \quad (V.10)$$

Dabei bedeuten $C = 2,07 \cdot 10^{-22} m^3 K^{3/2}$, g das statistische Ge-

wicht des angeregten Zustands (Index a) und des Grundzustands (o), A die Übergangswahrscheinlichkeit für spontanen Zerfall $j \rightarrow i$, T die Temperatur und E_S die Energiedifferenz zwischen dem doppeltangeregten Zustand $Z^{(q-1)+}(j,nl)$ und der Ionisationsgrenze des Ions $Z^{(q-1)+}$.

Für eine mittlere Randschichttemperatur von 50 eV und für $A = 10^8 \text{ s}^{-1}$, $g_a/g_o = 5$ folgt

$$\alpha_{DR} = 8,6 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3/\text{s}.$$

Der totale Ratenkoeffizient ergibt sich durch Summation über die einzelnen Koeffizienten aller Zustände (j,nl).

Aus dem gerade berechneten Wert folgt eine Photonenflußdichte von

$$S_{DR} = 4 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Diese grobe Abschätzung zeigt bereits, daß die dielektronische Rekombination keinen nennenswerten Beitrag zur Untergrundstrahlung für dieses Experiment liefert. Auch bei Berücksichtigung weiterer Zustände würde das Untergrundsignal immer noch um mehr als eine Größenordnung unterhalb des Wertes liegen, der für Ladungsaustausch mit Wasserstoff berechnet wurde. Zusätzlich wäre noch die spektrale Verteilung der Strahlungsleistung auf einen größeren Wellenlängenbereich zu berücksichtigen, die zu einem kleinerem S führen würde.

V.4 Diskussion

Aus dieser Abschätzung folgt, daß für die beobachtete Reaktion $C^{5+} + Li$ der Untergrund hauptsächlich durch Linienstrahlung aufgrund der gleichen Reaktion mit Wasserstoff verursacht wird. Bei den Messungen wurde eine Li-Stromdichte von $0,2 \text{ mA/cm}^2$ ins Plasma injiziert. Daraus berechnet man ein

Nutzsignal von $S_{Li} = 1,6 \text{ m/s} \cdot n_{Li} = 3 \cdot 10^{13} \text{ 1/m}^2\text{s}$, was einem Signal/Untergrundverhältnis von 6% entspricht.

Beobachtet man Ladungsaustausch in Ionen niedriger Ladungszustände, werden Niveaus besetzt, deren Anregungsenergien unterhalb von 100 eV liegen. Bei den Temperaturen der Plasmarandschicht kann daher eine Besetzung dieser Zustände durch Elektronenstoßanregung erfolgen, die um mehrere Größenordnungen höher ist als im Fall von C^{4+} .

Zusätzlich existieren andere Übergänge, die zur Linienstrahlung im selben Wellenlängenbereich führen (C^+ , C^{2+} , O^+ , O^{2+}). Diese Ionen sind zwar nur in einer dünnen Schicht am Plasmarand vorhanden, werden aber durch die linienintegrierte Erfassung der Emission mit aufgenommen. Da die Halbwertsbreiten der Interferenzfilter für die Wellenlängen 463 nm und 465 nm doppelt und die Breite des Filters bei 388 nm fast viermal so groß ist wie die des 494 nm-Filters, gelangt entsprechend mehr Linienstrahlung auf den Detektor. Nach den Ergebnissen der bisherigen Messungen macht dies einen Faktor 5 bei 388 nm und einen Faktor 10 bei 465 nm aus.

Die erforderliche Stromdichte des injizierten Lithiums wird stark von den Schwankungen der Untergrundstrahlung beeinflusst. Nimmt man ein Nutzsignal in der Größe von 10% der Untergrundstrahlung an, so wird eine Li-Stromdichte von 2 mA/cm^2 benötigt, um auch von den Ionen O^{4+} und C^{4+} Ladungsaustauschsignale detektierbar zu machen.

Durch Optimierung des Injektors (Erhöhung der Strahlenergie und der Dichte der extrahierten Ionen gegenüber den hier erreichten Werten) sollte es möglich sein, einen Strahl dieser Stärke zur Verfügung zu stellen. Im Laborbetrieb wurde eine Stromdichte von über 4 mA/cm^2 bei 30 keV Strahlenergie erreicht. Da der interessierende radiale Bereich aufgrund der

jetzigen Erfahrung um einige Zentimeter nach außen verlegt werden sollte, wird die Abschwächung des Strahls noch nicht sehr stark, so daß ein genügend stromstarker Li-Strahl am Wechselwirkungsvolumen vorhanden ist.

VI. Zusammenfassung

Diese Arbeit wurde an der Ruhr-Universität Bochum und der Kernforschungsanlage Jülich durchgeführt. Ihr Ziel bestand darin, einen stromstarken Lithiuminjektor für die Plasmadiagnostik zum Einsatz zu bringen.

Der Injektor benutzte eine neuartige Hochstromionenquelle, mit der Li-Ströme von über 100 mA extrahiert wurden. Er wurde zunächst an der Ruhr-Universität aufgebaut und betrieben, um erste Erfahrungen im Zusammenspiel des gesamten Injektionssystems zu gewinnen. Die maximale äquivalente Stromdichte an neutralem Lithium betrug $4,5 \text{ mA/cm}^2$ bei einer Strahlenergie von 30 keV.

In Bochum wurde der Injektor an einem Modellexperiment eingesetzt, um über den translatorischen Stark-Effekt das Magnetfeld einer Theta-Pinch-Entladung im Vakuum zu ermitteln.

Das bei der Bewegung der Atome durch das Magnetfeld auftretende elektrische Feld führt zu einer Verschiebung der Energieniveaus des Lithiumatoms. Diese Verschiebung wurde für die Zustände 4P, 4D, 4F theoretisch bestimmt und mit der anhand des Übergangs 2P-4D gemessenen verglichen.

Die Verschiebung dieses Übergangs konnte durch Laser-induzierte Fluoreszenz bestimmt werden. Durch einen Zwei-Stufen-Prozeß wurden Li-Atome aus dem Grundzustand angeregt. Ein Farbstofflaser pumpte Atome in das 2P-Niveau; anschließend wurde mit einem schmalbandigen zweiten Farbstofflaser der 2P-4D-Übergang abgetastet. Die zusätzliche Beeinflussung der Niveaus durch Zeeman- bzw. Paschen-Back-Effekt mußte ebenfalls berücksichtigt werden. Sie rufen eine Aufspaltung der Niveaus hervor, während der translatorische Stark-Effekt zu

einer Verschiebung der Zustände führt.

Aus der Größe der gemessenen Verschiebung kann man, da die Geschwindigkeit der Atome bekannt ist, auf die Magnetfeldstärke schließen. Die Übereinstimmung zwischen dem theoretischen und dem experimentell bestimmten Wert ist zufriedenstellend, auch wenn nicht der gesamte spektrale Bereich untersucht werden konnte, in dem Komponenten des Übergangs $2P-4D$ erwartet werden.

Eine bessere Auflösung ist möglich, wenn durch einen Zwei-Photonen-Übergang das $4D$ -Niveau direkt angeregt wird. Durch geeignete Polarisierung kann wegen der Auswahlregeln für Übergänge im Magnetfeld die Zahl der beteiligten Niveaus reduziert und dadurch die Genauigkeit erhöht werden.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde der Injektor am Tokamak TEXTOR der KFA Jülich installiert. Hier wurde durch Lithiumstrahl-aktivierte Umladungsspektroskopie C^{5+} in der Randschicht des Plasmas erfolgreich nachgewiesen.

Dazu wurde mittels eines lichtstarken Beobachtungssystems Linienstrahlung bei der Wellenlänge $494,6 \text{ nm}$ detektiert. Sie entspricht dem Übergang $7I-6H$ im Ion C^{4+} . Aufgrund der niedrigen Ionisationsenergie des Lithiumatoms werden solche relativ hoch liegende Zustände durch Ladungsaustausch besetzt.

Durch eine 100 %-ige Modulation des Li-Strahls gelang es, das Nutzsignal vom Untergrundlicht zu diskriminieren, obwohl bei diesen Messungen der Injektor nur bei einer Strahlenergie von 15 keV betrieben werden konnte. Der ins Plasma injizierte äquivalente Neutralteilchenstrom betrug 1 mA .

Es wurde eine C^{5+} -Konzentration von 5% der Elektronendichte festgestellt.

Abschätzungen der Untergrundstrahlung, deren wesentlicher Anteil durch Linienstrahlung verursacht wird, zeigen, daß bei Optimierung der experimentellen Bedingungen auch von anderen Verunreinigungen radiale Profile in der Plasmarandschicht gemessen werden können.

Literaturverzeichnis

- /1/ A.I. Kislyakov, L.I. Krupnik; Sov. J. Plasma Phys. 74, 478 (1981)
- /2/ Proc. 6th Top. Conf. High Temp. Plasma Diagn. in: Rev. Sci. Instrum. 57, part II (1986)
- /3/ K. Kadota, A. Pospieszczyk, P. Bogen, E. Hintz; IEEE Transactions Pl. Science ps-12, 264 (1984)
- /4/ K. Kadota, H. Yamaoka, K. Tsuchida, J. Fujita, H. Matsuoka, S. Miyake, T. Usui, T. Oda; Rev. Sci. Instrum. 56, 1036 (1985)
- /5/ A. Komori, K. Yamagiwa, O. Mitari, H. Yamaoka, K. Kadota, J. Fujita; Rev. Sci. Instrum. 57, 151 (1986)
- /6/ A. Pospieszczyk, G.G. Ross; 14th Eur. Conf. Contr. Fusion Plasma Phys., Madrid 1987
- /7/ J.P. Blewett; Phys. Rev. 50, 464 (1936)
- /8/ S.K. Allison, M. Kamegai; Rev. Sci. Instrum. 32, 1090 (1961)
- /9/ R.K. Feeney, W.E. Sayle II, J.W. Hooper; Rev. Sci. Instrum. 47, 964 (1976)
- /10/ K. McCormick, M. Kick; IPP III/85, MPI Garching 1983
- /11/ K. Kadota, K. Matsunaga, H. Iguchi, M. Fujiwara, K. Tsuchida, J. Fujita; Jap. J. Appl. Phys. 21, L260 (1982)
- /12/ W.P. West, D.M. Thomas, E.S. Ensberg, J.S. deGrassie, J.F. Baur; Rev. Sci. Instrum. 57, 1552 (1986)
- /13/ R. Keller; Proc. Int'l Ion Eng. Congress ISIAT 1983
- /14/ P.G. Weber; Rev. Sci. Instrum. 54, 1506 (1983)
- /15/ I.G. Brown, J.E. Galvin, B.F. Gavin, R.A. MacGill; Rev. Sci. Instrum. 57, 1069 (1986)
- /16/ H. Winter; Comments At. Mol. Phys. 12, 165 (1982)
- /17/ R. Keller, F. Nöhmayer, P. Spädtkte in: H. Ryssel, H. Glawischnig; Ion Implantation: Equipment

- and Techniques, Springer, Berlin 1983, S. 79
- /18/ J.H. Keller, Nucl. Instrum. Meth. 189, 7 (1981)
- /19/ Report GSI-86-13, GSI Darmstadt 1986
- /20/ R. Keller; Seminarvortrag KFA Jülich 21.07.1981
- /21/ R. Keller; Symp. on Accel. Aspects of Heavy Ion Fusion, Darmstadt 1982
- /22/ H.L. Bay, E. Düllni, P. Leismann; Report Jül-2062, KFA Jülich 1986
- /23/ A. Goede, T.S. Green, B. Sing; 8th Eur. Conf. Contr. Fusion Plasma Phys., Prag 1977
- /24/ R. Keller; Nucl. Instrum. Meth. 189, 97 (1981)
- /25/ M. von Ardenne; Tabellen zur angewandten Physik, VEB, Berlin 1973
- /26/ D. Aitken in: H. Ryssel, H. Glawischnig; Ion Implantation Techniques, Springer, Berlin 1982
- /27/ H.R. Kaufman; Adv. El. El. Phys. 36, 265 (1974)
- /28/ C.D. Child; Phys. Rev. 32, 492 (1911)
- /29/ I. Langmuir; Phys. Rev. 2 II, 450 (1913)
- /30/ T.S. Green; Rep. Prog. Phys. 37; 1257 (1974)
- /31/ G.D. Alton; Nucl. Instrum. Meth. 189, 15 (1981)
- /32/ K. McCormick; IPP III/82, MPI Garching 1983
- /33/ J. Perel, H.L. Daley; Phys. Rev. Lett. 23, 677 (1969)
- /34/ U. Feldman, J.F. Seeley, N.R. Sheeley Jr., S. Suckewer, A.M. Title; J. Appl. Phys. 56, 2512 (1984)
- /35/ J.F. Seeley, U. Feldman, N.R. Sheeley Jr., S. Suckewer, A.M. Title; Rev. Sci. Instrum. 56, 855 (1985)
- /36/ S. Cirant, G. Rui, A. Jacchina; Proc. Workshop Diagn. Fusion Reactor Cond., Varenna 1982
- /37/ H. Soltwisch; 11th Eur. Conf. Contr. Fusion Plasma Phys., Aachen 1983
- /38/ N.J. Peacock in: E. Sindoni, C. Wharton; Diagnostics for Fusion Experiments, Pergamon Press, Oxford 1979
- /39/ H.P. Eubank in: E. Sindoni, C. Wharton; Diagnostics for Fusion Experiments, Pergamon Press, Oxford 1979
- /40/ K. Kadota, C. Takahashi, H. Iguchi, M. Fujiwara, K.

- Matsunaga, J. Fujita; Rev. Sci. Instrum. 56, 857 (1985)
- /41/ K. McCormick, J. Fujita; 8th Europ. Conf. Contr.
Fusion Plasma Phys., Prag 1973
- /42/ K. McCormick; Course and Workshop on Basic and Advanced
Fusion Plasma Diagnostic Techniques, Varenna 1986
- /43/ N.J. Wiegart, U. Rebhan, H.-J. Kunze; Phys. Lett. 90A,
190 (1982)
- /44/ M.E. White; Introduction to Atomic Spectra,
McGraw Hill, New York 1934
- /45/ A. Lindgren, S.E. Nielssen; Atomic Data and Nuclear
Data Tables 19, 533 (1977)
- /46/ R.C. Isler; Phys. Rev. A 14, 1015 (1976)
- /47/ E.K. Souw, J. Uhlenbusch; Physica 122C, 353 (1983)
- /48/ U. Rebhan, Dissertation,
Ruhr-Universität Bochum 1982
- /49/ E. Dullni, P. Leismann, S. Maurmann, C. v. Reventlow,
H.-J. Kunze; Physica Scripta 34, 405 (1986)
- /50/ M. Will; Inbetriebnahme einer Theta-Pinch-Anlage
und Untersuchung der Plasmadynamik,
Ruhr-Universität Bochum 1979
- /51/ H. Bethe, E.E. Salpeter; Quantum Mechanics of One
and Two Electron Atoms
- /52/ E.U. Condon, G.H. Shortley; The Theory of Atomic
Spectra, Cambridge University Press, London 1977
- /53/ G. Soumagne, Diplomarbeit,
Ruhr-Universität Bochum 1987
- /54/ G.M. McCracken, P.E. Stott; Nucl. Fusion 19, 889 (1979)
- /55/ A. Pospieszczyk, H.L. Bay, P. Bogen, H. Hartwig,
E. Hintz, L. Könen, G.G. Ross, D. Rusbüldt, U. Samm,
B. Schweer; J. Nucl. Mater. 145-147, 574 (1987)
- /56/ F. Waelbrock, H.G. Esser, J. Winter, P. Wienhold,
H. Conrads, L. Li, L. Könen, V. Philipps,
A. Pospieszczyk, G.G. Ross, J. Schlüter; J. Nucl.
Mater. 145-147, 665 (1987)
- /57/ J. Winter; J. Nucl. Mater. 145-147, 131 (1987)

- /58/ C. Breton, C. De Michelis, M. Mattioli; Nucl. Fusion 16, 891 (1976)
- /59/ Conf. Rep. 4th Eur. Tokamak Progr. Workshop; Pl. Phys. Contr. Fusion 28, 1173 (1986)
- /60/ S.J. Fielding, J. Hugill, G.M. McCracken, J.W.M. Paul, R. Prentice, P.E. Stott; Nucl. Fusion 17, 1382 (1977)
- /61/ P.E. Stott, J. Hugill, S.J. Fielding, G.M. McCracken, B.A. Powell, R. Prentice; 8th Eur. Conf. Contr. Fusion Plasma Phys., Prag 1977
- /62/ R.C. Isler; Nucl. Fusion 24, 1599 (1984)
- /63/ S. Von Goeler, W. Stodiek, H. Eubank, H. Fishman, S. Grebenshchikov, E. Hinnov; Nucl. Fusion 15, 301 (1975)
- /64/ E. Meservey, M. Bitter, C. Daughney, D. Eames P. Efthimion, E. Hinnov, R. Hulse, D. Post, K. Sato, S. Suckewer, S. von Goeler; Nucl. Fusion 24, 3 (1984)
- /65/ JET Team; Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion 28, 1401 (1986)
- /66/ R.V. Jensen, D.E. Post, W.H. Grasberger, C.B. Tarter, W.A. Lokke; Nucl. Fusion 17, 1187 (1977)
- /67/ D.M. Maede; Nucl. Fusion 14, 289 (1974)
- /68/ U. Samm, H. Bay, P. Bogen, H. Hartwig, E. Hintz, K. Höthker, Y.T. Lie, A. Pospieszczyk, G. Ross, D. Rusbüldt, B. Schweer; Report Jül-2123, KFA Jülich 1987
- /69/ Equipe TFR; Nucl. Fusion 18; 647 (1978)
- /70/ R.C. Isler; Phys. Rev. Lett. 38, 1359 (1977)
- /71/ V.V. Afrosimov, Yu. S. Gordeev, A.N. Zinov'ev, A.A. Korotkov; Sov. J. Plasma Phys. 5, 551 (1979)
- /72/ R.J. Fonck; Rev. Sci. Instrum. 56, 885 (1985)
- /73/ A. Brazuk, H. Winter, D. Dijkamp, A. Boellaard, F.J. DeHeer, A.G. Drentje; Phys. Lett. 101A, 139 (1984)
- /74/ K. McCormick, IPP III/40, MPI Garching 1978
- /75/ R.E. Johnson, J.W. Boring in: R.G. Cooks, Collision Spectroscopy, Plenum Press, New York 1978
- /76/ M. Barat in: R. Marrus, Atomic Physics of Highly

- Ionized Atoms, Plenum Press, New York 1983
- /77/ H.B. Gilbody; *Physica Scripta* 23, 143 (1981)
- /78/ H.S.W. Massey; *Rep. Progr. Phys.* 12, 248 (1949)
- /79/ R.K. Janev; *Physica Scripta* T3, 208 (1983)
- /80/ A. Brazuk, H. Winter, D. Dijkamp, F.J. DeHeer, A.G. Drentje; *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B9*, 442 (1985)
- /81/ TEXTOR Ass. KFA-Euratom, *Techn. Data I*
- /82/ G.H. Wolf; *J. Nucl. Mater.* 122&123, 1124 (1984)
- /83/ F. Aumayr, H. Winter; IAP-Report 1/87, TU Wien 1987
- /84/ H. Winter, F. Aumayr; IAP-Report 2/87, TU Wien 1987
- /85/ A. Pospieszczyk, G.G. Ross; *Rev. Sci. Instrum.* eingereicht
- /86/ J. Schlüter et al., V.P. Bhatnagar et al.; *Nucl. Fusion* 25, 1965 (1985)
- /87/ E.J. Synakowski; Report DOE/ET/53043-20, University of Texas 1986
- /88/ R.A. Mapleton; *Theory of charge exchange*, Wiley Interscience, New York 1972
- /89/ H. Winter; persönliche Mitteilung
- /90/ H.L. Bay, E. Hintz, P. Leismann, D. Rusbüldt, F. Aumayr
H. Winter; 14th Eur. Conf. Contr. Fusion Plasma Phys., Madrid 1987
- /91/ J. Schlüter; persönliche Mitteilung
- /92/ C. Breton, C. DeMichelis, M. Mattioli; *J. Quant. Spectr. Transfer* 19, 367 (1978)
- /93/ D.P. Cox, W.H. Tucker; *Astr. J.* 157, 1157 (1969)
- /94/ H.-J. Kunze; *Workshop on Plasma and Laser Technology*, Kairo 1987
- /95/ W.J. Karzas, R. Latter; *Astr. J. Suppl. Ser.* 55, 167 (1961)
- /96/ P. Bogen, E. Hintz in: D.E. Post, R. Behrisch; *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, Plenum Publishing Corporation, New York 1977
- /97/ R.K. Janev, L.P. Presnyakov; *Phys. Rep.* 70, 1 (1981)
- /98/ R. Mewe; *Proc. 33 Scott. Univ. Summer School on*

Plasma Spectr. St. Andrews 1987
/99/ A. Burgess; Astr. J. 139, 776 (1964)

Diese Arbeit wurde am Lehrstuhl V des Instituts für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 162 Plasmaphysik Bochum/Jülich durchgeführt.

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr. H.-J. Kunze für die Themenstellung und sein stetes Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. E. Hintz danke ich für die Ermöglichung meines Aufenthalts am Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich.

Den Herren Dr. Düllni, Dr. Maurmann, Graf von Reventlow sowie Dr. Bay, Dr. Rusbüldt und Dr. Aumayr bin ich für ihre Unterstützung und Hilfestellung beim Aufbau der Experimente in Bochum bzw. Jülich und bei der Durchführung der Messungen zu Dank verpflichtet.

Herr Dr. McCormick überließ uns freundlicherweise die Konstruktionszeichnungen der Neutralisationszelle.

Schließlich möchte ich meinen Kollegen für ihre Geduld und ihr Interesse während zahlreicher Diskussionen danken.

Für ihre Mitarbeit bei Aufbau und Instandhaltung der Experimente danke ich den Technikern und Angehörigen der Feinmechanischen Werkstätten in Bochum und Jülich.

Lebenslauf

Name:	Peter Leismann
Geburtstag:	18.09.1956
Geburtsort:	Essen
Familienstand:	unverheiratet
1963-1966	Volksschule
1966-1975	Gymnasium Am Stoppenberg, Essen
1975-1976	Grundwehrdienst
Oktober 1976	Beginn des Studiums der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
April 1979	Diplom-Vorprüfung in Physik
Juli 1983	Diplomprüfung in Physik
seit 1.08.1983	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum

